

MASSIMO BERTOLOTTI

fatto di sangue

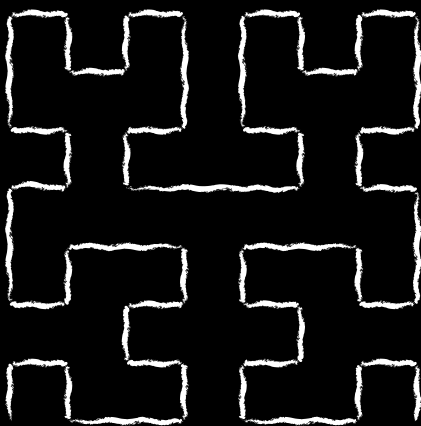
FRA DUE ANALISTI PER CAUSA DI UN INTEGRALE

si sospettano moventi misurabili



$$\lambda = \limsup_{n \rightarrow +\infty} \sqrt[n]{|n|}$$

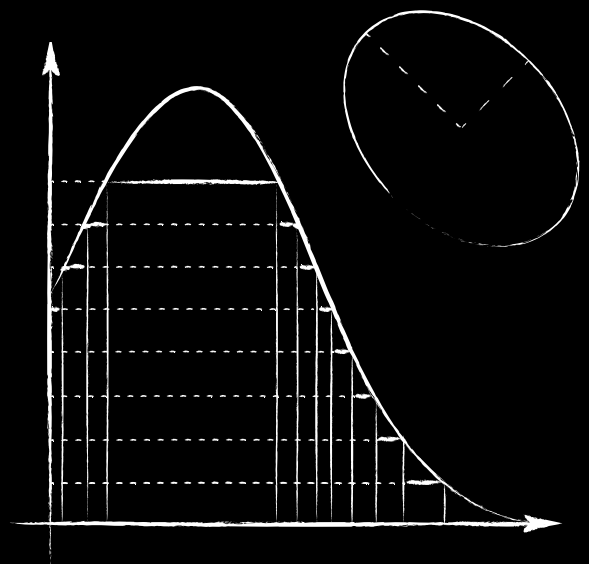
Manualozzo™ di Analisi Matematica 3



$$e^z := \sum_{n=0}^{+\infty} \frac{z^n}{n!}$$

$$\lim_{n \rightarrow +\infty} \int_X f_n d\mu = \int_X \lim_{n \rightarrow +\infty} f_n d\mu$$

$$\mu \left(\bigcup_{n \geq 1} A_n \right) = \lim_{n \rightarrow +\infty} \mu(A_n)$$



INTRODUZIONE AL MANUALOZZO™

“Sai, per essere un matematico non aveva abbastanza immaginazione; ma ora è diventato un poeta e se la cava davvero bene.”

DAVID HILBERT, riferendosi a ~~Marino~~ Badiale all'autore del Manualozzo™.

Guardando la copertina di questo testo, dei potenziali lettori - sì, parlo con voi - si potrebbero chiedere: “Ma che diavole è un *Manualozzo*™?”

MANUALOZZO™ s. m. [der. di *manuale*, col suff. -ozzo]. - Appunti di lezioni universitarie scritti da studenti, senza troppe pretese di formalità e potenzialmente non totalmente corretti, ma sono comunque meglio che niente.¹

Dunque, quello che state leggendo è il **Manualozzo™ di Analisi Matematica 3**, basato sull'omonimo corso tenuto dai docenti Walter Dambrosio e Davide Zucco nell'a.a. 2021-2022 presso il Dipartimento di Matematica dell'Università degli Studi di Torino.

L'insegnamento - e di conseguenza questo testo - si articola in due macro-temi strettamente correlati tra di loro: lo studio delle **successioni** e delle **serie di funzioni** e la trattazione della **teoria della misura** e dell'**integrazione (secondo Lebesgue)**. I prerequisiti necessari sono gli argomenti trattati nel corso di ANALISI MATEMATICA UNO - ma non fa male avere anche qualche nozione da CALCOLO DELLE PROBABILITÀ.

Ma il *Manualozzo*™ non è una mera sbobinatura delle lezioni: in aggiunta agli argomenti trattati nella teoria, potrete trovare a fine libro delle utili *postille* con alcune digressioni interessanti, nonché tabelle ed elenchi riepilogativi dei teoremi, delle definizioni e delle proprietà affrontate - il tutto, ovviamente, in Technicolor™. Se vi steste chiedendo dove ho trovato il tempo per fare tutto, non lo so neanche io.

Purtroppo, per quanto gli piacerebbe esserlo, l'autore non è un *essere infallibile*: gli saranno sicuramente sfuggiti degli errori (o degli *errori*, la cui causa è solamente dell'autore che non ha studiato bene e non dei professori, chiaramente), per cui ogni segnalazione - direttamente all'autore se ancora in vita oppure su <https://maxmaci.github.io> - è ben gradita, in modo da migliorare le future edizioni del *Manualozzo*™.

Prima edizione, compilato il 5 aprile 2022.



This work is licensed under a Attribution-NonCommercial-ShareAlike 4.0 International.

¹Nota per l'ufficio legale: il ™ in *Manualozzo*™ non è legalmente vincolante.

NOTE PER GLI ENVIRONMENT

Se alcuni professori sono noti per abusare le notazioni, i Manualozzi sono noti per abusare di *environment* - gli ambienti colorati che vedrete in queste pagine; di seguito ci sono alcune informazioni su di essi.

Teoremi, proposizioni, lemmi e corollari possono essere seguiti da una *dimostrazione*, come nell'esempio di seguito...

TEOREMA 0.0.1. - CARDINALITÀ DEI RAZIONALI .

Ci sono più numeri razionali che interi.

DIMOSTRAZIONE. La dimostrazione si basa sulla congettura che tutti gli interi siano razionali; mostriamo il teorema per 0, gli altri \aleph_0 casi sono analoghi.

Dato 0, basta prendere $1/2$: questo è banalmente un razionale - convincetevi che questo sia vero! In questo modo, abbiamo trovato due razionali di cui uno non intero. \square

... oppure essere forniti *senza* dimostrazione e quindi nell'enunciato troverete alla fine il simbolo \square :

COROLLARIO 0.0.1. - ULTIMO TEOREMA DI FERMAT .

Sulla base del teorema precedente vale immediatamente per confronto l'ultimo teorema di Fermat. \square

Nelle sezioni "Eserciziamoci!" potrete invece trovare esercizi con corrispettive soluzioni: sono simili talvolta a dei risultati teorici, ma tendono ad essere più applicativi.

Alcuni degli *environment* più comuni dopo questi sono le *osservazioni* e gli *esempi*, che sono autoesplicativi. Ci sono anche altri *environment*, meno comuni, fra cui...

DIGRESSIONE. Sono argomenti *non prettamente trattati* in questo corso che, tuttavia, hanno un legame con esso: possono *aggiungere informazioni* e punti di vista a qualcosa visto nei corsi precedenti oppure fornire delle *anticipazioni* per dei corsi futuri.

ATTENZIONE! Sono delle osservazioni mirate e rivolte spesso a segnalare *errori* frequenti, dovuti principalmente a proprietà che *non* si verificano in quel dato tangente.

INTUITIVAMENTE... Sono delle interpretazioni *euristiche* di una definizione difficile o di un risultato ostico che possono aiutare a capire il perché di tale cosa - per quanto non siano sempre valide a livello formale.

NOTE PER GLI ELENCHI DELLE DEFINIZIONI E DEI TEOREMI

In fondo al Manualozzo si possono trovare degli elenchi con tutte le definizioni, assiomi e risultati teorici visti: ognuno di essi è indicato nel formato **X#.#.#. TITOLO**, dove **X** è una *sigla* per indicare il tipo di definizione/risultato, mentre **#.#.#.** individua il *capitolo*, la *sezione* e il *numero* per quell'oggetto nella sezione. I significati delle sigle sono elencati di seguito:

- | | |
|---------------------|------------------|
| ■ A: Assioma. | ■ L: Lemma. |
| ■ D: Definizione. | ■ C: Corollario. |
| ■ T: Teorema. | ■ PT: Proprietà. |
| ■ PR: Proposizione. | |

INDICE

INDICE [iii](#)

I [ELETTRICITÀ](#) [1](#)

1	DALLA LEGGE DI COULOMB AL FORMALISMO DEI CAMPI VETTORIALI	3
1.1	I primi studi dell'elettricità	4
1.2	Legge di Coulomb	7
1.3	Formalismo dei campi vettoriali	9
1.4	Campo elettrostatico	10
1.5	Dipolo elettrico	11
1.6	Distribuzione continua di carica	14
2	IL FLUSSO DI UN CAMPO	23
2.1	Flusso di un campo vettoriale	23
2.2	Legge di Gauss	24
2.3	Applicazioni della legge di Gauss	28
2.4	Circuitazione di un campo vettoriale	28
2.5	Teorema della divergenza	28
2.6	Teorema del rotore	29
3	SERIE DI FUNZIONI	31
3.1	Serie in uno spazio normato	31
3.2	Serie di funzioni	35
3.2.1	Il criterio di Weierstrass	36
3.3	Proprietà di regolarità di una serie di funzioni	37
3.3.1	Limitatezza	37
3.3.2	Continuità	38
3.3.3	Integrabilità e scambio tra integrale e serie	38
3.3.4	Derivabilità	39
3.4	The Fulfilling World of the Space-Filling Curves	40
3.4.1	Digressione sulla derivazione della legge generale di Ampère	43
3.4.2	Elettrostatica e magnetostatica a confronto	45
3.5	Campi elettrici e magnetici variabili nel tempo	48
3.6	Autoflusso e induttanza	52
3.6.1	Autoinduzione	54
3.6.2	Circuito RL	54
3.7	Equazioni di Maxwell	58

3.7.1	Potenziali	59
3.7.2	Circuiti RLC	60

II RACCOLTA DIFFERENZIATA 65

4	RICHIAMI DI GEOMETRIA DIFFERENZIALE E CALCOLO DIFFERENZIALE	67
4.1	Varietà differenziabile	67
4.2	Metrica	69
4.3	Elemento di linea	70
4.4	Elemento di area	72
4.5	Elemento di volume	73
4.6	Operatore star di Hodge	73
4.7	Operatori differenziali	74
4.7.1	Derivate seconde	77
4.8	Operatori differenziali e forme differenziali	78
4.8.1	Teorema di Stokes per forme differenziali	79
4.9	Coordinate polari e cilindriche	80
4.9.1	Coordinate sferiche	80
4.9.2	Coordinate cilindriche	82

I

ELETTRICITÀ

DALLA LEGGE DI COULOMB AL FORMALISMO DEI CAMPI VETTORIALI

“Per ogni problema c’è una soluzione che è semplice, chiara... e sbagliata.”

HENRY LOUIS MENCKEN ad un suo studente che trovò come perimetro dell’ellisse πab .

LA MECCANICA ci descrive come funziona un sistema soggetto ad una certa *forza*. Ad oggi, siamo riusciti a ricondurre tutte le forze ad alcune **interazioni fondamentali**; in ordine di magnitudine decrescente:

- (Nucleare) Forte.
- Elettromagnetica.
- (Nucleare) Debole
- Gravitazionale

Wow, sono *davvero* poche! Dov’è la frizione, la forza elastica, le reazioni vincolari, le forze chimiche che legano le particelle, gli urti tra palle del biliardo? Che ci crediate o no, *tutte* queste forze sono elettromagnetiche. E le altre interazioni fondamentali che fine fanno?

Le **interazioni (nucleari) forti** tengono uniti i *quark* che costituiscono neutroni e protoni, nonché legano assieme protoni e neutroni nel *nucleo atomico*, ma agiscono su una scala così piccola che risultano essere completamente impercettibili - pur essendo centinaia di volte più forti delle forze elettromagnetiche!

Le **interazioni (nucleari) deboli**, che riguardano certi procedimenti di decadimenti nucleari, hanno un nome autoesplicativo: sono forze a microscopico raggio d’azione e sono più deboli delle forze elettromagnetiche.

Non parliamo poi della **interazione gravitazionale**: essa è terribilmente debole nonostante abbia un *range* d’azione infinito, e la notiamo solamente in presenza di grandi, *enormi* concentrazioni di massa - i pianeti e le stelle. Se al posto delle forze elettriche l’atomo fosse tenuto assieme da forze gravitazionali, un singolo atomo di idrogeno sarebbe più grande dell’intero universo osservabile.

Quindi, non solo le **forze elettromagnetiche** sono quelle dominanti nella vita di tutti i giorni (sono potenti e hanno un *range* d’azione infinito), ma sono anche le sole che *al momento* sono completamente spiegate da una teoria. Certo, c’è una teoria gravitazionale

classica e relativistica, ma non ne esiste una soddisfacente in campo quantistico; per le forze deboli c'è una teoria popolare, ma ostica, e per le forti si sta facendo strada la *cromodinamica*... eppure, nessuna di queste teorie può vantare una verifica sperimentale definitiva. La cosa curiosa è che tutte queste teorie sperimentali si rifanno al modello perfetto, da emulare, delle *leggi (classiche) dell'elettromagnetismo*.

Anche se le prime osservazioni sui fenomeni elettromagnetici sono attribuite al filosofo greco Talete nel VI secolo a.C., fu grazie alle innumerevoli scoperte di Franklin, Coulomb, Ampère, Faraday, Volta e tanti altri che **James Clerk Maxwell** impacchettò tutto questo bagaglio scientifico in quattro, stupende formule matematiche - che probabilmente avrete visto per la prima volta su una discutibile maglietta di un fan sfegatato della Fisica.

Prima di arrivare a formulare tutte le equazioni di Maxwell, tuttavia, ci conviene fare un tour guidato attraverso la storia di questa disciplina, costruendo passo per passo queste leggi facendo le stesse osservazioni dei più famosi scienziati che lavorarono sull'elettromagnetismo - chiaramente, viste con degli strumenti matematici moderni. In questo capitolo, dopo un'excursus storico dello studio dei fenomeni elettrostatici introdurremo la **legge di Coulomb**; la seconda parte sarà più prettamente matematica e tratterà del **formalismo dei campi vettoriali** - introducendo diversi strumenti particolarmente utili ai nostri scopi.

1.1 I PRIMI STUDI DELL'ELETTRICITÀ

Già, ma... che significa il termine "**elettromagnetismo**"? La sua etimologia permette di svelare molte informazioni su come stati osservati in natura questi fenomeni:

- "Elettro" e "elettricità" derivano da *electricus*, parola latina coniata nel 1600 da **William Gilbert** nel suo trattato *De Magnete*, derivata a sua volta dal termine *elektron*, "ambra" in greco: infatti, le popolazioni attorno al Mediterraneo sapevano che oggetti in ambra, se strofinati con il pelo di gatto o col vello di lana, erano in grado di attrarre oggetti leggeri come piume e pagliuzze.
- "Magnetismo" deriva da *magnētis lithos*, "pietra di Magnesia" in greco: sull'isola egea di Magnesia erano diffuse rocce di *magnetite*, un minerale ferroso che in certi casi è capace di attrarre piccoli pezzetti di ferro.

Elettrizzazione per strofinio Il già citato Gilbert fu il primo a dare un certo rigore allo studio di questi fenomeni. Sperimentando sistematicamente con vari materiali, egli descrisse gli effetti delle **azioni elettriche per strofinio** - anche noto come **effetto triboelettrico** - come segue:

- a) Due oggetti della *stessa sostanza*, dopo essere stati strofinati da un panno, si *respingono* se sono vicini l'un l'altro.
- b) Due oggetti di *sostanze diverse* possono *attrarsi* o *respingersi*, a seconda dei materiali presi; ad esempio, vetro e ambra si attraggono.
- c) Due oggetti che sono attratti separatamente da un terzo oggetto si respingeranno a vicenda.
- d) Un oggetto è attratto da un materiale e un'altro oggetto è respinto da quel materiale, allora i due oggetti si attraggono tra di loro.



Gilbert controllò tante combinazioni di materiali, ma non "pelo di gatto" e "polistirolo da imballaggio". Immagino non avesse un gatto per farlo.

Da queste osservazioni Gilbert concluse l'esistenza di due tipi diversi di elettrizzazione, attribuite a **cariche elettriche** differenti.

DEFINIZIONE 1.1.1. - CARICA ELETTRICA POSITIVA E NEGATIVA .

Convenzionalmente, si dice che:

- Corpi come il vetro acquisiscono carica elettrica **positiva**, indicata con il segno più (+).
- Corpi come l'ambra acquisiscono carica elettrica **negativa**, indicata con il segno meno (-).

Sintetizzando quanto detto:

- Cariche elettriche *dello stesso segno* (+/+, -/-) si **respingono**.
- Cariche elettriche *di segno opposto* (+/-) si **attraggono**.

Il buon vecchio Gilbert si accorse anche che, seppur esistevano materiali (ambra, vetro, ebanite, bachelite...) che venivano elettrizzati per strofinio, altri (metalli, il corpo umano...) non venivano proprio elettrizzati. I primi li chiamò **isolanti**, i secondi **conduttori**.

La struttura della materia e i fenomeni elettrostatici Gilbert scrisse per bene tutte queste osservazioni nel suo trattato *De Magnete*, scritto nel 1600: all'epoca non poteva spiegare *perché* succedeva ciò che aveva descritto, ma noi grazie alla conoscenza della *struttura microscopica della materia* possiamo farlo. Senza perderci in tanti dettagli, la materia è fatta di **atomi**, tutti costituiti da tre particelle: **protoni** *p*, **neutroni** *n* ed **elettroni** *e*, rispettivamente di massa

- $m_p = 1,6725 \cdot 10^{-27}$
- $m_n = 1,6748 \cdot 10^{-27}$
- $m_e = \frac{1}{1840} m_p = 9,1091 \cdot 10^{-31}$

Riprendendo la convenzione precedente, si vede che il protone ha carica *positiva*, mentre l'elettrone ha carica *negativa* e il neutrone non ha carica elettrica; ad oggi non è osservata alcuna carica elettrica più piccola di quella del protone o dell'elettrone - in altre parole, la carica elettrica è una grandezza **quantizzata**¹. Indicheremo con $-e$ la carica dell'elettrone e, in virtù della quantizzazione della carica elettrica, la chiameremo **carica elementare**, mentre con $+e$ indicheremo la carica del protone.

Il **nucleo**, costituito da protoni e neutroni, sta saldamente assieme grazie all'interazione nucleare forte che sovrasta le azioni repulsive delle cariche positive, che tra l'altro rendono il nucleo *carico positivo*. Attorno al nucleo orbitano, attratte da forze elettriche, gli *elettroni*: queste particelle sono in numero pari al numero di protoni nel nucleo e, a differenza di essi, sono molto più liberi di muoversi nello spazio circostante il nucleo. Si osserva che l'atomo è, nel suo complesso, *eletticamente neutro*, dato che la carica del protone e dell'elettrone è uguale in modulo e la carica complessiva. Questo è estremamente importante per la struttura della materia; se non ci fosse questa *cancellazione*² della carica, saremmo soggetti a forze estreme: una patata esploderebbe violentemente se ci fosse anche solo una cancellazione imperfetta dell'ordine di una parte su 10^{10} .

Sostanze diverse hanno legami più o meno deboli tra il nucleo e gli elettroni, in particolari quelli periferici. Cosa succede, a livello microscopico, con l'elettrizzazione per strofinio? Il **contatto** tra i due corpi trasferisce *per mezzo meccanico* elettroni dello strato superficiale da un corpo all'altro, dal corpo in cui sono meno fortemente legati verso quello in cui lo sono di più.

¹La quantizzazione della carica è evidente a livello atomico e subatomico, ma diventa inapprezzabile se la non riescono a misurare variazioni dell'ordine della carica elementare - sperimentalmente si è visto intorno per carica sopra i $200e$. Negli esperimenti normali di elettrostatica la carica è di fatto una quantità continua.

²Per cancellazione non intendiamo che le cariche si annichiliscono fisicamente, ma che i loro effetti si compensano, non producendo alcuna interazione "esterna".

- Negli **isolanti**, le cariche trasferite per strofinio rimangono *localizzate*. Gli isolanti **non** trasportano facilmente la carica.
- Nei **conduttori**, le cariche elettriche negative sono *libere di muoversi* e **non** rimangono localizzate. I conduttori trasportano facilmente la carica.

In altre parole, le forze elettriche sono una manifestazione fondamentale delle particelle atomiche (cariche) che costituiscono la materia, ma si manifestano a livello *macroscopico* quando viene disturbata la simmetria naturale tra cariche positive e negative presenti negli atomi. Possiamo, in particolare, enunciare il seguente principio.

PRINCIPIO 1.1.1. - PRINCIPIO DELLA CONSERVAZIONE DELLA CARICA .

Poiché la *carica totale* di un corpo è data dalla *somma algebrica* di tutte le cariche, in un sistema *eletticamente isolato* la carica totale rimane costante nel tempo, ossia si *conserva*.

Induzione elettrostatica L'effetto triboelettrico che abbiamo visto è un caso particolare di **elettizzazione per contatto**; tuttavia, si possono caricare corpi anche senza alcun contatto diretto, come accade con l'**induzione elettrostatica**

Avviciniamo ad un *conduttore* C , preso elettricamente scarico e sostenuto da un supporto isolante, un corpo carico D - ad esempio, carico positivamente. Il corpo carico esercita delle *forze elettriche* sulle cariche microscopiche presenti sul conduttore; gli *elettroni* nel conduttore sono liberi di muoversi sulla superficie e si dispongono nella zona di C *più vicina* al corpo carico, mentre la parte del conduttore più distante da D risulterà carica positivamente³. La carica complessiva del conduttore è, per conservazione della carica, sempre nulla, ma le cariche sono distribuite in modo non uniforme: convenzionalmente, pur essendo l'eccesso di cariche positive in una parte del conduttore dovuto al moto delle cariche negative, diremo che le cariche positive si sono spostate nella zona di C a maggior distanza da D .

Se collegassimo il conduttore C ad un conduttore T molto più esteso di C , ad esempio la Terra, di fatto si creerebbe un unico conduttore $C + T$ praticamente infinito per i nostri scopi. In questo caso, le cariche positive si allontanerebbero molto da D ; se interrompessimo il collegamento del conduttore a T il conduttore C resta carico negativamente - basta allontanare D per ottenere C negativo con distribuzione uniforme di carica.

Misura delle cariche elettriche: l'elettroscopio a foglie Abbiamo detto che la carica elettrica è una grandezza quantizzata... ma non abbiamo ancora parlato di come definirla esattamente, né di come *misurarla*! Al momento, ne diamo una definizione operativa, tramite l'**elettroscopio a foglie**

Dato un contenitore isolante e trasparente si consideri un asta metallica che lo penetra in un foro in modo da rimanere bloccata. All'estremità inferiore, internamente al recipiente, sono appese due sottilissime foglioline metalliche - generalmente d'oro - liberi di ruotare attorno all'asse orizzontale dell'asta. Se l'asta metallica è scarica, le foglioline sono verticali per effetto della gravità.

Toccando l'asta con un corpo carico, essa si carica e parte della corrente posseduta dall'asta si dispone sulle foglioline. Poiché le foglioline sono cariche dello stesso segno, si respingono e divergono dalla verticale di un angolo α che può opportunamente misurato con una scala graduata: abbiamo creato uno strumento in grado di rilevare la presenza

³Chiaramente, se il corpo D fosse carico negativamente accaderebbe l'opposto: gli elettroni in C sarebbero respinti per l'interazione elettrica e si disporrebbero lontani dal corpo carico, rendendo positiva la zona vicina a D .

di cariche elettriche. Possiamo allora dare la seguente definizione *operativa* di carica elettrica.

DEFINIZIONE 1.1.2. - DEFINIZIONE OPERATIVA DI CARICA ELETTRICA .

Se due corpi uguali, toccando l'asta di un elettroscopio a foglie inizialmente scarico, fanno ruotare le foglioline di uno stesso angolo α , allora hanno la stessa carica q .

Potremmo fornire già in questa maniera un'opportuna unità di misura, ma non è particolarmente utile e non è compatibile con la filosofia di molti sistemi di unità di misura. Tuttavia, per dare una possibile definizione *non operativa*, dobbiamo quanto meno parlare dell'interazione elettrostatica.

1.2 LEGGE DI COULOMB

Corpi carichi si attraggono o si respingono, a qualunque distanza, a seconda della loro carica: più sono vicini e più sono carichi, maggiore è questa attrazione/repulsione. Questa descrizione qualitativa delle forze di natura elettrostatica era già nota da Gilbert, ma per averne una *quantitativa* dobbiamo aspettare quasi duecento anni. Nel 1785, il fisico francese **Charles Augustin de Coulomb** pubblicò la sua memoria *Recherches théoriques et expérimentales sur la force de torsion et sur l'élasticité des fils de metal*, in cui stabilì, mediante l'uso di una bilancia di torsione analoga a quella di *Cavendish* per la misura delle forze gravitazionali, una legge matematica per la descrizione dell'interazione elettrostatica.

DEFINIZIONE 1.2.1. - LEGGE DI COULOMB .

Date due cariche puntiformi q_1 e q_2 , poste a distanza r nel vuoto, interagiscono con una forza F diretta secondo la loro congiungente data da

$$\vec{F} = k \frac{q_1 q_2}{r^2} \hat{u}_r \quad (1.1)$$

OSSERVAZIONI.

- \vec{F} è la forza che q_1 esercita su q_2 ; la forza che q_2 esercita su q_1 è $-\vec{F}$.
- k è una costante di proporzionalità detta **costante di Coulomb** che dipende dalle unità di misura.
- \hat{u}_r è il versore del vettore distanza \vec{r} dalla carica q_1 alla carica q_2 .
- $q_1 q_2$ è il prodotto delle due cariche: se hanno lo stesso segno, la forza è repulsiva perché \vec{F} ha lo stesso verso di \hat{u}_r , altrimenti se hanno segno opposto è attrattiva perché hanno versi discordi.

Non abbiamo ancora dato per bene un'unità di misura della carica elettrica. Potremmo basarci proprio sulla legge di Coulomb e definirla in modo che $k = 1$ e che la carica unitaria è tale che, se posta a distanza unitaria da un'altra carica unitaria, essa subisce una forza unitaria (come accade nel sistema centimetro-grammo-secondo o c.g.s.).

Nonostante alcuni evidenti vantaggi teorici nell'utilizzare il sistema c.g.s., noi utilizzeremo per ragioni anche soprattutto storiche, l'unità di misura della carica elettrica prevista dal SI, il **coulomb** (C). Non è un'unità fondamentale, bensì è definito come $1\text{ C} = 1\text{ A} \cdot 1\text{ s}$, ossia come la carica che attraversa in un secondo un conduttore percorso dalla corrente di un ampere. Non sapendo ancora che cosa sia la corrente elettrica, né tanto meno un'ampere, non approfondiremo qui la definizione.

Sta di fatto che è una misura estremamente “sbagliata”, quanto meno per i problemi che trattiamo. Ad esempio, la tipica carica da strofinamento è dell'ordine di 10^{-7} - dobbiamo impegnarci molto per fare un Coulomb! Generalmente utilizziamo i microcoulomb () o, al più, i millicoulomb ().

Nel **SI**, la costante k della legge di Coulomb viene posta a

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 8,9875 \cdot 10^9 \frac{\text{N} \cdot \text{m}^2}{\text{C}^2} \quad (1.2)$$

dove ϵ_0 è detta **costante dielettrica del vuoto** e assume il valore

$$\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\text{C}^2}{\text{N} \cdot \text{m}^2} \quad (1.3)$$

La legge di Coulomb 1.1 assume la forma

$$\vec{F} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1 q_2}{r^2} \hat{u}_r \quad (1.4)$$

Legge di Coulomb e legge di gravitazione universale Come si vede immediatamente, la legge di Coulomb è analoga - a livello di formula - alla **legge di gravitazione universale**:

$$\vec{F} = G_N \frac{m_1 m_2}{r^2} \hat{u}_r \quad (1.5)$$

dove G_N è la **costante di gravitazione universale**.

$$G_N = 6,7 \cdot 10^{-11} \frac{\text{N} \cdot \text{m}^2}{\text{kg}^2} \quad (1.6)$$

Tuttavia, a livello di forze sono profondamente differenti, come il seguente esempio mette in evidenza.

ESEMPIO. La forza di Coulomb tra due cariche uguali per strofinio, poste a distanza di $r = 1 \text{ m} = 10^{-2}$ è, in modulo

$$F = k \frac{q^2}{r^2} \simeq 9 \cdot 10^9 \cdot 10^4 \cdot 10^{-14} \simeq 0,9$$

La forza gravitazionale in condizioni simili, prese due masse $m = 1 \text{ kg} = 10^{-1}$ alla stessa distanza r di prima, è

$$F = G_N \frac{m^2}{r^2} \simeq 7 \cdot 10^{-17} \cdot 10^4 \cdot 10^{-2} \simeq 7 \cdot 10^{-9}$$

La forza di attrazione gravitazionale è molto più debole della forza attrattiva elettrostatica!

Principio di sovrapposizione per forze Le forze elettriche agenti su una carica q_0 dovute alle cariche circostanti si comportano come vettori; è immediato supporre che vige un **principio di sovrapposizione**.

PRINCIPIO 1.2.1. - PRINCIPIO DI SOVRAPPOSIZIONE PER FORZE ELETTROSTATICHE .

La forza elettrostatica agente su una carica q_0 da un sistema di cariche è data dalla somma vettoriale delle singole interazioni tra q_0 e ciascuna carica del sistema.

1.3 FORMALISMO DEI CAMPI VETTORIALI

Il problema fondamentale che la teoria dell'elettromagnetismo vuole risolvere è il seguente: se ho delle cariche elettriche *qui*, magari muovendoli in giro, cosa succede a delle cariche *lì*?

La trattazione di un problema simile con le sole forze, come si farebbe in un qualunque corso di Fisica I, non è necessariamente la più vantaggiosa: in particolare, quando le cariche cominciano a muoversi, le forze tra di loro cambiano perché cambiano le posizioni nel tempo... e dovremo anche tenere conto degli effetti di magneti sul moto delle cariche!

È necessario un cambio di punto di vista, dove le forze ci sono ancora, ma non consideriamo *soltanto* loro. La soluzione classica ottocentesca assume la forma di una **teoria di campo**. In estrema sintesi, lo spazio attorno ad una carica elettrica è permeata da campi elettrici e magnetici: una seconda carica, in presenza di questi campi, subisce una forza; i campi, in altre parole, trasmettono l'influenza di una carica sull'altra e sono i portatori dell'interazione elettromagnetica. I fenomeni elettromagnetici si modificano in base all'interazione tra i campi, le particelle in movimento e altro.

DEFINIZIONE 1.3.1. - CAMPO VETTORIALE .

Un **campo vettoriale** \vec{E} è una funzione

$$\vec{E} : \mathbb{R}^3 \longrightarrow \mathbb{R}^3 \\ (x, y, z) \longmapsto (E_x(x, y, z), E_y(x, y, z), E_z(x, y, z)) \quad (1.7)$$

dove (x, y, z) sono eventualmente funzioni del tempo.

NOTAZIONE. In notazione versoriale, un campo vettoriale è

$$\vec{E}(x, y, z) = E_x \hat{u}_x + E_y \hat{u}_y + E_z \hat{u}_z \quad (1.8)$$

OSSERVAZIONE. Con \vec{E} indichiamo il **campo elettrico**, mentre indichiamo con \vec{B} il **campo magnetico**.

Linee di campo Potremmo rappresentare il campo disegnando ad ogni punto di \mathbb{R}^3 il vettore ad esso associato da \vec{E} .

In alternativa, possiamo disegnare delle curve dette **linee di campo**.

DEFINIZIONE 1.3.2. - LINEA DI CAMPO .

Una linea di campo di \vec{E} è una curva

$$\gamma : \mathbb{R} \longrightarrow \mathbb{R}^3 \\ t \longmapsto \vec{r}(t) \quad (1.9)$$

tale per cui in ogni suo punto il vettore tangente alla curva è il vettore dato da \vec{E} :

$$\dot{\gamma}(t) = \vec{E}(\gamma(t)), \quad \forall t \in \mathbb{R} \quad (1.10)$$

In generale, le linee di campo sono soluzioni $\vec{r} = (x, y(x), z(x))$ del sistema di equazioni differenziali

$$\begin{cases} \frac{dy}{dx} = \frac{E_y}{E_x} \\ \frac{dz}{dx} = \frac{E_z}{E_x} \end{cases} \quad (1.11)$$

1.4 CAMPO ELETTROSTATICO

Un campo vettoriale è quindi una mappa che a punti di \mathbb{R}^3 associa vettori tridimensionali. In questo formalismo, la forza di Coulomb si può vedere come il vettore in un certo punto di un campo vettoriale detto **campo elettrostatico**.

DEFINIZIONE 1.4.1. - CAMPO ELETTROSTATICO .

Il **campo elettrostatico** generato da un sistema di cariche q_i ferme associa ad ogni punto dello spazio una forza pari alla forza elettrica che agisce su una **carica di prova** q_0 positiva posta in quel punto, divisa per la carica stessa:

$$\vec{E}(x, y, z) = \frac{\vec{F}}{q_0} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i \frac{q_i}{|\vec{r} - \vec{r}_i|^2} \hat{u}_{r_i} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \sum_i q_i \frac{\vec{r} - \vec{r}_i}{|\vec{r} - \vec{r}_i|^3} \quad (1.12)$$

dove $\vec{r}_i = (x_i, y_i, z_i)$, $\vec{r} = (x, y, z)$ e $\hat{u}_i = \frac{\vec{r} - \vec{r}_i}{|\vec{r} - \vec{r}_i|}$.

Nel SI l'unità di misura del campo elettrico, essendo il rapporto tra una forza e una carica, è il newton su coulomb (/). Più avanti vedremo un'altra unità di misura usata maggiormente nelle applicazioni pratiche.

Si noti che dalla definizione segue ovviamente che la forza che q_0 subisce si può esprimere in funzione del campo elettrostatico da

$$\vec{F} = q_0 \vec{E} \quad (1.13)$$

Nella 1.12 abbiamo fatto uso di un **principio di sovrapposizione** per campi vettoriali.

PRINCIPIO 1.4.1. - PRINCIPIO DI SOVRAPPOSIZIONE PER CAMPI ELETTROSTATICI .

Il campo elettrico generato da un sistema di cariche è data dalla somma vettoriale dei campi elettrici generati da ciascuna carica del sistema.

Preso il caso di una singola carica Q posta nell'origine, il campo elettrico generato da Q è

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2} \hat{u}_r = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} Q \frac{\vec{r}}{r^3} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{(x^2 + y^2 + z^2)^{3/2}} (x, y, z)$$

ESEMPIO - LINEE DI CAMPO DELLA FORZA DI COULOMB .

Data una carica Q posta nell'origine del nostro sistema di riferimento, il campo elettrico di Coulomb nel piano è

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{(x^2 + y^2)^{3/2}} (x, y)$$

Posto

$$dx = \dot{x}(t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} Q \frac{x}{(x^2 + y^2)^{3/2}}$$

$$dy = \dot{y}(t) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} Q \frac{y}{(x^2 + y^2)^{3/2}}$$

Da cui otteniamo la seguente equazione differenziale:

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dy} &= \frac{x}{y} \\ \Rightarrow \int_{x_0}^x \frac{dx}{x} &= \int_{y_0}^y \frac{dy}{y} \Rightarrow \log \frac{x}{x_0} = \log \frac{y}{y_0} \Rightarrow y = \frac{y_0}{x_0} x \end{aligned}$$

Dalle condizioni al contorno $(0, 0)$ e (x_0, y_0) si ricavano le linee di forza del campo coulombiano: è un fascio di rette passanti per l'origine del sistema di riferimento.

OSSERVAZIONE. Notiamo che la forza di Coulomb esercitata da una singola carica Q posta nell'origine presenta un'evidente simmetria radiale; la stessa definizione 1.1 è già di fatto fornita in coordinate sferiche! Allora, il campo elettrostatico in coordinate sferiche è dato da

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{Q}{r^2} \hat{u}_r$$

ossia coincide con la componente radiale, dato che $E_\varphi = E_\theta = 0$.

1.5 DIPOLO ELETTRICO

Consideriamo due cariche puntiformi q_1 e q_2 , rispettivamente fisse in $\vec{r}_1 = (0, 0, z_0)$ e $\vec{r}_2 = (0, 0, -z_0)$. I campi elettrici generati dalle singole cariche sono, in un generico punto $\vec{r} = (x, y, z)$,

$$\begin{aligned} \vec{E}_1(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|^2} \\ \vec{E}_2(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|^2} \end{aligned}$$

Il campo elettrico complessivo è dato da

$$\vec{E}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(q_1 \frac{\vec{r} - \vec{r}_1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|^3} + q_2 \frac{\vec{r} - \vec{r}_2}{|\vec{r} - \vec{r}_2|^3} \right) \quad (1.14)$$

Dato che

$$\begin{cases} \vec{r} - \vec{r}_1 = (x, y, z - z_0) \\ \vec{r} - \vec{r}_2 = (x, y, z + z_0) \end{cases}$$

si ha

$$\begin{aligned} E_x(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(q_1 \frac{x}{(x^2 + y^2 + (z - z_0)^2)^{3/2}} + q_2 \frac{x}{(x^2 + y^2 + (z + z_0)^2)^{3/2}} \right) \\ E_y(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(q_1 \frac{y}{(x^2 + y^2 + (z - z_0)^2)^{3/2}} + q_2 \frac{y}{(x^2 + y^2 + (z + z_0)^2)^{3/2}} \right) \\ E_z(x, y, z) &= \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(q_1 \frac{z - z_0}{(x^2 + y^2 + (z - z_0)^2)^{3/2}} + q_2 \frac{z_0}{(x^2 + y^2 + (z + z_0)^2)^{3/2}} \right) \end{aligned}$$

Se consideriamo q_1 e q_2 di carica uguale a q e di segno opposto (per esempio, $q_1 = q$ e $q_2 = -q$) abbiamo a che fare con il sistema detto **dipolo elettrico**.

Momento di dipolo elettrico Al dipolo possiamo associare il **momento di dipolo elettrico**.

DEFINIZIONE 1.5.1. - MOMENTO DI DIPOLO ELETTRICO .

Il **momento di dipolo elettrico** è una misura della separazione di cariche positive e negative in un sistema. In altre parole, misura la *polarità* di un sistema elettrostatico.

$$\vec{p} = q\vec{d} \quad (1.15)$$

dove d è il vettore spostamento dalla carica negativa alla carica positiva-

Nel nostro caso, il modulo del momento di dipolo è $p = 2qz_0$.

DIGRESSIONE. Lo studio del dipolo elettrico è di particolare rilievo: ad esso sono riconducibili le interazioni elettrostatiche più semplici a cui sono soggetti i sistemi *microscopici elettricamente neutri*, come atomi e molecole non ionizzate.

Un esempio di ciò, anche se poco più complesso, è quello della molecola dell'acqua: è detta *polare* in quanto gli elettroni condivisi sono distribuiti in modo non uniforme; c'è una concentrazione di carica negativa nel mezzo, presso l'atomo d'ossigeno, mentre agli estremi è positiva.

Vedremo come il momento di dipolo ha particolare rilievo soprattutto quando la distanza tra le cariche è così piccola che non è facilmente misurabile, oppure quando parleremo di dielettrici.

Studio del campo di dipolo Vogliamo descrivere il campo elettrostatico generato tramite vettori e tramite le linee di campo.

OSSERVAZIONE. Il sistema ha evidente natura *cilindrica*: ci basterebbe studiare il comportamento su un piano passante per l'asse z - ad esempio $y = 0$; ciò che succede nello spazio si può capire con un'opportuna rotazione di tale piano.

- Consideriamo il piano $z = 0$, ortogonale al dipolo e "a metà strada" tra le due cariche. Chiaramente, $E_x = E_y = 0$, dato che i denominatori sono uguali e i numeratori uguali, ma di segno opposto. Invece, si ha

$$E_z = \frac{-2qz_0}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{(x^2 + y^2 + z_0^2)^{3/2}}$$

- Consideriamo ora il piano $z = z_0$ e $y = 0$. Si ha

$$E_x = \frac{xq}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{|x|^3} - \frac{1}{(x^2 + 4z_0^2)^{3/2}} \right)$$

$$E_y = 0$$

$$E_z = \frac{-2qz_0}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{(x^2 + 4z_0^2)^{3/2}}$$

Analizzando ulteriori casi si denotano, per il dipolo elettrico, le linee di campo come in figura.

OSSERVAZIONE. Dove il campo elettrico è *intenso*, la rappresentazione delle linee di campo è più densa, mentre si fa più rada dove il campo è *meno intenso*.

Se considerassimo $q_1 = q_2 = q$, le linee di campo sarebbero come quelle nella seguente figura.

OSSERVAZIONE. Dalle formule di dipolo, si vede che \vec{E} è l'opposto del gradiente di un opportuno *potenziale*^a V :

$$V = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{q_1}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z - z_0)^2}} + \frac{q_2}{\sqrt{x^2 + y^2 + (z + z_0)^2}} \right) \quad (1.16)$$

Vedremo che questo *non* è un caso: il potenziale elettrostatico è *sempre* un campo *conservativo*.

^aNelle "XXX", a pagina 75 è possibile trovare la definizione di gradiente e altri operatori differenziali.

Campo di dipolo lontano Cosa succede alle forze elettrostatiche e al campo elettrostatico se lo si osserva a *debita distanza* dal dipolo? Se siamo molto lontani dal sistema, diciamo a distanza $|\vec{r}| \gg |\vec{r}_1| = |\vec{r}_2| = z_0$, non ci sono molte distinzioni pratiche fra due cariche distinte, opposte e distanti e considerare due cariche distinte, opposte ma *coincidenti*: di fatto, un dipolo da lontano appare come un *dipolo puntiforme* posto nell'origine. Seppur il problema del dipolo sia normalmente a simmetria cilindrica, è evidente che conviene trattare l'approssimazione a grandi distanze con le coordinate sferiche. Si ricordi dalla definizione delle coordinate sferiche che, denotato θ come l'angolo polare tra l'asse z (positivo) e \vec{r} , si ha $z = r \cos \theta$. Allora

$$|\vec{r} - \vec{r}_1| = \left(x^2 + y^2 + (z - z_0)^2 \right)^{1/2} = \left(\underbrace{x^2 + y^2 + z^2}_{=r^2} + z_0^2 - 2z_0z \right)^{1/2} = \left(r^2 + z_0^2 - 2z_0r \cos \theta \right)^{1/2}$$

$$|\vec{r} - \vec{r}_2| = \left(x^2 + y^2 + (z + z_0)^2 \right)^{1/2} = \left(\underbrace{x^2 + y^2 + z^2}_{=r^2} + z_0^2 + 2z_0z \right)^{1/2} = \left(r^2 + z_0^2 + 2z_0r \cos \theta \right)^{1/2}$$

Il potenziale è

$$\begin{aligned} V &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_1|} - \frac{1}{|\vec{r} - \vec{r}_2|} \right) = \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \left((r^2 + z_0^2 - 2z_0r \cos \theta)^{-1/2} - (r^2 + z_0^2 + 2z_0r \cos \theta)^{-1/2} \right) = \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \left(\left(1 + \frac{z_0^2}{r^2} - \frac{2z_0 \cos \theta}{r} \right)^{-1/2} - \left(1 + \frac{z_0^2}{r^2} + \frac{2z_0 \cos \theta}{r} \right)^{-1/2} \right) \equiv \end{aligned}$$

Poiché $r \gg z_0$, si può provare sviluppare in serie di Taylor la radice.

RICORDIAMO... Lo sviluppo in serie di Taylor della potenza alla α del binomio $1 + x$ è

$$(1 + a)^\alpha = \sum_{k=0}^{+\infty} \binom{\alpha}{k} a^k \quad (1.17)$$

dove $\alpha \in \mathbb{R}$; l'uguaglianza vale solo $\forall a \in (-1, 1)$.

Possiamo limitarci allo sviluppo al primo ordine: posto $a = \frac{z_0^2}{r^2} \pm \frac{2z_0 \cos \theta}{r} < 1$, si ha

$$\left(1 + \frac{z_0^2}{r^2} \pm \frac{2z_0 \cos \theta}{r}\right)^{-1/2} \simeq 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{z_0^2}{r^2} \pm \frac{2z_0 \cos \theta}{r}\right) = 1 - \frac{z_0^2}{2r^2} \mp \frac{z_0 \cos \theta}{r} + o(a^2)$$

Il potenziale diventa

$$\begin{aligned} \square & \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \left(\left(1 + \frac{z_0^2}{r^2} - \frac{2z_0 \cos \theta}{r}\right)^{-1/2} - \left(1 + \frac{z_0^2}{r^2} + \frac{2z_0 \cos \theta}{r}\right)^{-1/2} \right) \simeq \\ & \simeq \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \left(1 - \frac{z_0^2}{2r^2} + \frac{z_0 \cos \theta}{r} - \left(1 - \frac{z_0^2}{2r^2} - \frac{z_0 \cos \theta}{r}\right) \right) \\ & = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} \frac{2z_0 \cos \theta}{r} \\ V(r, \theta, \varphi) & = \frac{q2z_0 \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^2} = \frac{\vec{p} \cdot \hat{u}_r}{4\pi\epsilon_0 r^2} \end{aligned} \quad (1.18)$$

L'unica grandezza caratteristica del dipolo è il momento \vec{p} e non q e z_0 separatamente: misurando il potenziale potremo ricavare solo informazioni su \vec{p} , ma non sulla costituzione del sistema!

ESEMPIO. Un dipolo costituito da due cariche $2q$ e $-2q$ e distanza dall'origine $z_0/2$ hanno momento di dipolo uguale a quello appena studiato e pertanto anche stesso potenziale e campo elettrico.

Calcoliamo ora il campo elettrostatico usando il gradiente espresso in coordinate sferiche:

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V = -\frac{\partial V}{\partial r}\hat{u}_r - \frac{1}{r}\frac{\partial V}{\partial \theta}\hat{u}_\theta - \frac{1}{r\sin\theta}\frac{\partial V}{\partial \varphi}\hat{u}_\varphi = \frac{2p \cos \theta}{4\pi\epsilon_0 r^3}\hat{u}_r + \frac{p \sin \theta}{4\pi\epsilon_0 r^3}\hat{u}_\theta \quad (1.19)$$

OSSERVAZIONE. Sommando il contributo di più cariche uniformi il potenziale (e quindi il campo elettrico) può dipendere da relazioni differenti da $1/r$.

Metodi alternativi al campo di dipolo lontano Ci sono altri modi equivalenti per ottenere il potenziale di cui sopra. Uno di questi passa tramite il teorema del coseno.

RICORDIAMO... Dati un triangolo di angoli α , β , γ , rispettivamente opposti ai lati a , b , c , vale per il **teorema dei coseni**

$$c^2 = a^2 + b^2 - 2ab \cos \gamma \quad (1.20)$$

La distanza di \vec{r} si può

1.6 DISTRIBUZIONE CONTINUA DI CARICA

Nella pratica difficilmente avremo a che fare con una, due o qualche carica, bensì di un numero *enorme* di cariche puntiformi. Chiaramente, trattare tutte le cariche una per una e vedere le interazioni con le altre non è benché minimamente consigliato: per fare un esempio, un mm^3 di rame contiene circa $2,5 \cdot 10^{21}$ elettroni.

Per ovviare a questa difficoltà si assume che le cariche siano così tante che si abbia un *continuum* di cariche; introduciamo dunque il concetto di **distribuzione continua di carica**, caratterizzata da una **densità di carica**.

DEFINIZIONE 1.6.1. - DENSITÀ DI CARICA VOLUMICA .

Considerato un oggetto di volume V carico tale che nell'elemento di volume $dV(x, y, z) = dxdydz$ attorno al punto di coordinate cartesiane (x, y, z) ci sia una carica infinitesima dq . La **densità di carica volumica** è un campo scalare definito dalla relazione

$$dq = \rho(x, y, z)dV \quad (1.21)$$

L'unità di misura è il Coulomb su metro cubo:

$$[\rho] = - \quad (1.22)$$

Essa funzione in modo analogo alla densità di massa volumica; la carica totale sull'oggetto si otterrà integrando sul volume la relazione precedente:

$$q_{tot} = \int_V \rho(x, y, z)dV \quad (1.23)$$

Il campo elettrico generato dall'oggetto, interno o esterno al corpo che sia, si ottiene come semplice generalizzazione della 1.12:

$$\vec{E}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \rho(x', y', z') \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV \quad (1.24)$$

dove $\vec{r} = (x, y, z)$ è il punto nello spazio in cui misurare il campo elettrico, $\vec{r}' = (x', y', z')$ è un punto del volume V e $dV = dxdydz$.

Capita spesso che cariche sorgenti, anziché essere poste in una regione spaziale tridimensionale, occupino invece una superficie. In questi casi conviene introdurre la **densità superficiale**.

DEFINIZIONE 1.6.2. - DENSITÀ DI CARICA SUPERFICIALE .

Considerato una superficie σ carica tale che sull'elemento d'area $d\Sigma(x, y, z)$ attorno al punto di coordinate cartesiane (x, y, z) ci sia una carica infinitesima dq . La **densità di carica superficiale** è un campo scalare definito dalla relazione

$$dq = \sigma(x, y, z)d\Sigma \quad (1.25)$$

L'unità di misura è il Coulomb su metro quadro:

$$[\sigma] = - \quad (1.26)$$

La carica totale e il campo elettrico sono, rispettivamente,

$$q_{tot} = \int_{\Sigma} \sigma(x, y, z)d\Sigma \quad (1.27)$$

$$\vec{E}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{\Sigma} \sigma(x', y', z') \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d\Sigma \quad (1.28)$$

Analogamente, si può fare anche per il caso di una linea, introducendo la **densità lineare**.

DEFINIZIONE 1.6.3. - DENSITÀ DI CARICA LINEARE.

Considerato una lineare σ carica tale che sull'elemento di linea $d\ell$ attorno al punto di coordinate cartesiane (x, y, z) ci sia una carica infinitesima dq . La **densità di carica lineare** è un campo scalare definito dalla relazione

$$dq = \lambda(x, y, z)d\ell \quad (1.29)$$

L'unità di misura è il Coulomb su metro:

$$[\lambda] = - \quad (1.30)$$

La carica totale e il campo elettrico sono, rispettivamente,

$$q_{tot} = \int_{\ell} \lambda(x, y, z)d\ell \quad (1.31)$$

$$\vec{E}(x, y, z) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_{\ell} \lambda(x', y', z') \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d\ell \quad (1.32)$$

OSSERVAZIONE. Può capire di avere una densità di carica *non* nulla, ma carica totale nulla.

Filo carico rettilineo (infinito) Si consideri un filo rettilineo di lunghezza L con densità lineare costante λ . Per semplicità, poniamo il sistema di riferimento in modo che il filo carico sia lungo l'asse x Si ha

$$q = \int_{\ell} \lambda(x', y', z')d\ell = \lambda \int_{-L/2}^{L/2} dx' = \lambda L \implies \lambda = \frac{q}{L}$$

Più che concentrarci sulla carica del filo, tuttavia, ci interessa studiare il campo elettrostatico. Per il sistema di riferimento scelto, $\vec{r}' = (x', 0, 0)$:

$$\vec{E}(x, y, z) = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dx' \quad (1.33)$$

In componenti cartesiane:

$$\begin{cases} E_x(x, y, z) = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{x-x'}{((x'-x)^2+y^2+z^2)^{3/2}} dx' \\ E_y(x, y, z) = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{y}{((x'-x)^2+y^2+z^2)^{3/2}} dx' \\ E_z(x, y, z) = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{z}{((x'-x)^2+y^2+z^2)^{3/2}} dx' \end{cases}$$

Si verifica nuovamente che $\vec{E}(x, y, z) = -\vec{\nabla}V$, dove

$$V = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_{-L/2}^{+L/2} \frac{1}{\sqrt{(x'-x)^2+y^2+z^2}} dx' \quad (1.34)$$

Risolvendo l'integrale⁴ troviamo

$$V = \frac{\lambda}{8\pi\epsilon_0} \log \left(\frac{\sqrt{(x - \frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2} + x - \frac{L}{2}}{\sqrt{(x - \frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2} - x + \frac{L}{2}} \frac{\sqrt{(x + \frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2} + x + \frac{L}{2}}{\sqrt{(x + \frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2} - x - \frac{L}{2}} \right) \quad (1.35)$$

⁴Calcolarlo in questo modo non lo consigliamo neanche ai peggiori nemici del Manualozzo™. Per chi volesse comunque provarlo a fare, nelle "XXX", a pagina ?? è possibile trovare lo sviluppo del calcolo.

e il campo in componenti cartesiane diventa:

$$\begin{cases} E_x(x, y, z) = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-\frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x+\frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} \right) \\ E_y(x, y, z) = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \frac{y}{y^2 + z^2} \left(\frac{x+\frac{L}{2}}{\sqrt{(x+\frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} - \frac{x-\frac{L}{2}}{\sqrt{(x-\frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} \right) \\ E_z(x, y, z) = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \frac{z}{y^2 + z^2} \left(\frac{x+\frac{L}{2}}{\sqrt{(x+\frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} - \frac{x-\frac{L}{2}}{\sqrt{(x-\frac{L}{2})^2 + y^2 + z^2}} \right) \end{cases}$$

Il sistema si studia però in modo più semplice sfruttando la simmetria cilindrica e utilizzando, per l'appunto, le coordinate cilindriche, posto l'asse x come asse relativo all'altezza:

$$\begin{cases} x = x \\ y = R \cos \theta \\ z = R \sin \theta \end{cases}$$

Il potenziale diventa

$$V = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_{-L/2}^{L/2} \frac{1}{\sqrt{(x' - x)^2 + R^2}} dx' = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \log \left(\frac{\sqrt{(x - \frac{L}{2})^2 + R^2} + \frac{L}{2} - x}{\sqrt{(x - \frac{L}{2})^2 + R^2} - \frac{L}{2} - x} \right) \quad (1.36)$$

e

$$\begin{cases} E_R(x, y, z) = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \frac{1}{\sqrt{(x-\frac{L}{2})^2 + R^2}} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-\frac{L}{2})^2 + R^2 - x + \frac{L}{2}}} - \frac{1}{\sqrt{(x-\frac{L}{2})^2 + R^2 - x - \frac{L}{2}}} \right) \\ E_\theta(x, y, z) = 0 \\ E_x(x, y, z) = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \left(\frac{1}{\sqrt{(x-\frac{L}{2})^2 + R^2}} - \frac{1}{\sqrt{(x+\frac{L}{2})^2 + R^2}} \right) \end{cases}$$

Supponiamo ora che il filo sia infinitamente lungo, ossia $L \rightarrow +\infty$; una primissima osservazione ci dice che, per avere λ costante anche q deve tendere a $+\infty$. Poiché

$$\lim_{L \rightarrow +\infty} \sqrt{\left(x \pm \frac{L}{2}\right)^2 + R^2} = \lim_{L \rightarrow +\infty} L = +\infty$$

Segue che

$$\begin{cases} \lim_{L \rightarrow +\infty} E_x = 0 \\ \lim_{L \rightarrow +\infty} E_y = \lim_{L \rightarrow +\infty} \frac{\lambda y}{2\pi\epsilon (y^2 + z^2)} \left(\frac{x + \frac{L}{2}}{L} - \frac{x - \frac{L}{2}}{L} \right) = \frac{\lambda y}{2\pi\epsilon (y^2 + z^2)} \\ \lim_{L \rightarrow +\infty} E_z = \lim_{L \rightarrow +\infty} \frac{\lambda z}{2\pi\epsilon (y^2 + z^2)} \left(\frac{x + \frac{L}{2}}{L} - \frac{x - \frac{L}{2}}{L} \right) = \frac{\lambda z}{2\pi\epsilon (y^2 + z^2)} \end{cases}$$

In coordinate cilindriche, poiché

$$\lim_{L \rightarrow +\infty} \sqrt{\left(x - \frac{L}{2}\right)^2 + R^2} = \lim_{L \rightarrow +\infty} \left| x - \frac{L}{2} \right| \sqrt{1 + \frac{R^2}{\left(x - \frac{L}{2}\right)^2}} =$$

$$= \lim_{L \rightarrow +\infty} \left| x - \frac{L}{2} \right| \left(1 + \frac{R^2}{2 \left(x - \frac{L}{2} \right)^2} \right) = \lim_{L \rightarrow +\infty} \left| x - \frac{L}{2} \right|$$

si ha, facendo calcoli lunghi e noiosi, a:

$$\begin{cases} \lim_{L \rightarrow +\infty} E_R = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \frac{R}{L} \left(\frac{1}{\left| x - \frac{L}{2} \right| - x + \frac{L}{2}} - \frac{1}{\left| x - \frac{L}{2} - x \right| - \frac{L}{2}} \right) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon R} \\ \lim_{L \rightarrow +\infty} E_\theta = 0 \\ \lim_{L \rightarrow +\infty} E_x = 0 \end{cases}$$

Il campo in coordinate cilindriche risulta

$$\vec{E} = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 R} \hat{u}_R \quad (1.37)$$

OSSERVAZIONE. Avremmo potuto vedere che il campo dipendeva soltanto dalla componente radiale direttamente facendo un'analisi dimensionale. Infatti, poiché

$$\lambda = \frac{q}{L} \implies [\lambda] = \frac{[C]}{[L]} = \frac{C}{m},$$

il campo elettrico ha dimensioni

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{q}{r^2} = \kappa \frac{\lambda}{\epsilon_0} \frac{1}{r} \implies [E] = \frac{[\lambda]}{[\epsilon_0]} \frac{1}{[L]}$$

dove κ è una costante numerica e non influisce sulla dimensione. L'unica componente che si deve considerare "libera", perché non è vincolata dalle condizioni del sistema, è una lunghezza: nel nostro caso, andando per intuizione fisica sulla base di simmetrie presenti, la distanza assiale R .

Superficie carica infinita Si consideri una superficie piana Σ con densità superficiale costante σ . Per semplicità, poniamo il sistema di riferimento in modo che la superficie coincida con il piano $x = 0$. Si ha

$$q = \int_{\Sigma} \sigma(x', y', z') d\Sigma = \sigma \int_{\Sigma} d\Sigma = \sigma A \implies \sigma = \frac{q}{A}$$

dove A è l'area della superficie. Chiaramente, se la superficie è tale che $A \rightarrow +\infty$, allora anche $q \rightarrow +\infty$.

Più che concentrarci sulla carica del filo, tuttavia, ci interessa studiare il campo elettrostatico. Per il sistema di riferimento scelto, $\vec{r}' = (0, y', z')$:

$$\vec{E}(x, y, z) = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_{\Sigma} \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} d\Sigma \quad (1.38)$$

Poiché stiamo considerando il piano xy , la parametrizzazione della superficie è

$$\vec{s} = y\hat{u}_y + z\hat{u}_z \quad (1.39)$$

Pertanto, l'elemento di superficie è

$$d\Sigma = \left\| \frac{\partial \vec{s}}{\partial y} \times \frac{\partial \vec{s}}{\partial z} \right\| dy dz = \|\hat{\mathbf{u}}_x\| dy dz = dy dz$$

Si ha, in componenti cartesiane:

$$\begin{cases} E_x(x, y, z) = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_{\Sigma} \frac{\sigma x}{(x^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2)^{3/2}} dy' dz' \\ E_y(x, y, z) = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_{\Sigma} \frac{\sigma(y - y')}{(x^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2)^{3/2}} dy' dz' \\ E_z(x, y, z) = \frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \int_{\Sigma} \frac{\sigma(z - z')}{(x^2 + (y' - y)^2 + (z' - z)^2)^{3/2}} dy' dz' \end{cases}$$

OSSERVAZIONE. Poiché il campo è uniforme, spostandosi parallelamente al piano non dovrebbe essere discernibile alcuna differenza, ossia non ci devono essere componenti particolari in alcuna; in altre parole, essendo il sistema invariante per traslazioni, il campo elettrostatico dovrà essere *ortogonale* alla superficie.

Si vede esattamente quanto ipotizzato. Infatti, operando un cambio di variabile

$$\begin{cases} u = y' - y \\ v = z' - z \end{cases}$$

si ricava che

$$\begin{cases} E_x(x, y, z) = \frac{\sigma x}{4\pi\epsilon_0} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{du dv}{(x^2 + u^2 + v^2)^{3/2}} du dv \\ E_y(x, y, z) = 0 \\ E_z(x, y, z) = 0 \end{cases}$$

Operando un ulteriore cambio di variabile, questa volta alle coordinate polari

$$\begin{cases} u = R \cos \theta \\ v = R \sin \theta \end{cases}$$

ricordando che l'elemento d'area diventa $dy dz = R dR d\theta$, si ha

$$E_x(x, y, z) = \frac{\sigma x}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{2\pi} d\theta \int_0^{+\infty} \frac{R dR}{(x^2 + R^2)^{3/2}} = -\frac{\sigma x}{2\epsilon_0} \frac{1}{\sqrt{x^2 + R^2}} \Big|_0^{\infty} = \frac{\sigma}{2\epsilon_0}$$

In sintesi, il campo elettrico generato da una superficie piana infinita è

$$\vec{\mathbf{E}} = \frac{\sigma x}{2\epsilon_0} \hat{\mathbf{u}}_x \quad (1.40)$$

OSSERVAZIONE. In realtà avremmo dovuto aspettarci che il campo non dipendesse dalla distanza x . Dalla formula del campo elettrico di Coulomb sappiamo che

$$[\epsilon E] = -$$

Siccome σ è una densità superficiale, la sua unità di misura è già

$$[\sigma] = -$$

si deve avere

$$E = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} A$$

con A adimensionale... e in effetti nel nostro caso $A = \frac{1}{2}$.

Sfera uniformemente carica Si consideri una sfera di raggio R con densità volumica costante ρ . Per semplicità, poniamo il sistema di riferimento in modo che l'origine coincida con il centro della sfera. Si ha

$$\begin{aligned} q &= \int_V \rho(x', y', z') dV = \rho \int_V dV = \rho V_s = \rho \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 \\ q &= \frac{4}{3} \pi R^3 \rho \end{aligned} \quad (1.41)$$

In questo caso, studiare il campo elettrico esterno ed interno alla sfera per un punto generico diventa particolarmente laborioso; tuttavia, vedremo una legge fisica che ci permetterà di semplificare la trattazione di questo problema. Qui ci limiteremo a considerare il campo elettrostatico agente su un punto degli assi, ad esempio $\vec{r} = (x, 0, 0)$.

Notiamo che l'evidente simmetria radiale del problema ci porta a concludere che le componenti y e z del campo siano nulle, ossia

$$\begin{cases} E_x(x, 0, 0) = \frac{\rho}{4\pi\varepsilon_0} \int_V \frac{\vec{r} - \vec{r}'}{|\vec{r} - \vec{r}'|^3} dV = \frac{\rho}{4\pi\varepsilon_0} \int_V \frac{x - x'}{\sqrt{(x' - x)^2 + (y')^2 + (z')^2}} dx' dy' dz' \\ E_y(x, 0, 0) = 0 \\ E_z(x, 0, 0) = 0 \end{cases}$$

Trattando di una sfera, ci conviene passare nelle coordinate sferiche

$$\begin{cases} x = r \cos \theta \\ y = r \sin \theta \cos \varphi \\ z = r \sin \theta \sin \varphi \end{cases}$$

ricordando che l'elemento di volume diventa $dV = dx' dy' dz' = r^2 \sin \theta dr d\varphi d\theta$. L'argomento nella radice al denominatore diventa

$$(x' - x)^2 + (y')^2 + (z')^2 = (x')^2 + (y')^2 + (z')^2 - 2xx' + x^2 = r^2 + x^2 - 2rx \cos \theta.$$

e il numeratore è invece

$$x - x' = x - r \cos \theta$$

Da ciò

$$\begin{aligned} E_x(x, 0, 0) &= \frac{\rho}{4\pi\varepsilon_0} \int_0^R dr \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi \frac{x - r \cos \theta}{(r^2 - 2rx \cos \theta + x^2)^{3/2}} r^2 \sin \theta d\theta = \\ &= \frac{\rho 2\pi}{4\pi\varepsilon_0} \int_0^R dr \int_0^\pi \frac{x - r \cos \theta}{(r^2 - 2rx \cos \theta + x^2)^{3/2}} r^2 \sin \theta d\theta \quad \square \end{aligned}$$

Cambiamo la variabile θ con $y = \cos \theta$ (a cui è associato $dy = -\sin \theta d\theta$), ottenendo

$$\square = \frac{\rho}{2\varepsilon_0} \int_0^R dr \int_{-1}^1 dy \frac{x - 2y}{(x^2 - 2rxy + r^2)^{3/2}} r^2$$

Non è immediato, ma si può trovare che anche in questo caso specifico $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$, dove

$$V(x, 0, 0) = \frac{\rho}{2\varepsilon_0} \int_0^R dr \int_{-1}^1 dy \frac{r^2}{\sqrt{r^2 - 2rxy + x^2}} \quad \square$$

Svolgendo l'integrale rispetto alla variabile t , si vede che

$$\begin{aligned} \square & \frac{\rho}{2\varepsilon_0} \int_0^R dr \int_{-1}^1 dy \frac{r^2}{\sqrt{r^2 - 2rxy + x^2}} = \frac{\rho}{2\varepsilon_0} \int_0^R dr \left[-\frac{r}{x} \sqrt{r^2 + x^2 - 2rxy} \right]_{-1}^1 = \\ & = \frac{\rho}{2\varepsilon_0} \int_0^R dr \left(-\frac{r}{x} |r - x| + \frac{r}{x} |r + x| \right) \end{aligned}$$

A questo punto distinguiamo il caso di un punto esterno alla sfera ($x > R$) o di uno interno ad essa ($x < R$).

Il caso esterno: $x > R$

$$E_x(x, 0, 0) = -\partial_x \frac{\rho}{2\varepsilon_0} \int_0^R dr \frac{2r^2}{x} = -\frac{\rho}{2\varepsilon_0} \frac{2}{3} R^3 \partial_x \frac{1}{x} = \frac{\rho R^3}{3\varepsilon_0} \frac{1}{x^2}$$

Ricordando che $\rho = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$, si ha

$$E_x(x, 0, 0) = \frac{\rho R^3}{3\varepsilon_0 x^2} = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0 x^2} \quad (1.42)$$

Il caso interno: $x < R$

$$\begin{aligned} E_x(x, 0, 0) &= -\partial_x \frac{\rho}{2\varepsilon_0} \int_0^R dr \frac{r}{x} (r + x - |r - x|) = \\ &= -\partial_x \frac{\rho}{2\varepsilon_0} \left[\int_0^x dr \frac{r}{x} (r + x - x + r) + \int_x^R dr \frac{r}{x} (r + x - r + x) \right] = \\ &= -\partial_x \frac{\rho}{2\varepsilon_0} \left(\frac{2}{3} x^2 + R^2 - x \right) = -\frac{\rho}{2\varepsilon_0} \partial_x \left(R^2 - \frac{1}{3} x^2 \right) = \frac{\rho x}{3\varepsilon_0} \end{aligned}$$

Ricordando che $\rho = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi R^3}$, si ha

$$E_x(x, 0, 0) = \frac{\rho x}{3\varepsilon_0} = \frac{qx}{4\pi\varepsilon_0 R^3} \quad (1.43)$$

Il grafico del campo elettrostatico, al variare di $x > 0$, è il seguente:

IL FLUSSO DI UN CAMPO

“La situazione si complica. Ora, ce ne sono due di loro!”

NUTE GUNRAY, scoprendo la convergenza puntuale dopo quella uniforme.

P^{ER}

2.1 FLUSSO DI UN CAMPO VETTORIALE

DEFINIZIONE 2.1.1. - FLUSSO DI UN CAMPO VETTORIALE .

Il **flusso di un campo vettoriale attraverso una superficie orientata** Σ , parametrizzata da una funzione $\vec{r}(u, v)$, è

$$\Phi_{\Sigma}(\vec{E}) = \int_{\Sigma} \vec{E} \cdot \hat{u}_n d\Sigma = \int_{\Sigma} \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{r}}{\partial u} \times \frac{\partial \vec{r}}{\partial v} du dv \quad (2.1)$$

INTUITIVAMENTE... Se descriviamo la corrente di un fluido come l’acqua con un campo vettoriale \vec{F} , il flusso di \vec{F} rappresenta *quanto fluido* passa *attraverso* una certa superficie per unità di tempo (anche se quest’ultima viene spesso sottointesa).

Con questa interpretazione euristica si può capire anche perché l’integrale presenta nella definizione un *prodotto scalare*: se l’acqua scorre perpendicolarmente alla superficie, molta acqua passerà e il flusso sarà dunque grande; al contrario, se il fluido scorre parallelamente alla superficie l’acqua non l’attraverserà mai e quindi il flusso è nullo. In altre parole, ciò che influisce sul flusso è la componente del flusso perpendicolare alla superficie!

Matematicamente parlando, il flusso non è altro che un tipo di integrale superficiale di un campo vettoriale.

Come abbiamo detto, la superficie deve essere **orientabile**: detto in una maniera suggestiva, intuitiva ma non formale come farebbero i fisici, una superficie con due *facce distinte* e due *orientazioni* possibili che corrispondono alla scelta di un *campo normale* che punta sempre dalla parte di una delle facce.

In particolare, la superficie deve essere effettivamente orientata, ossia si deve scegliere uno

dei campi normali in modo da definire quando il flusso è positivo e quando è negativo. Generalmente, per convenzione si impone che il **flusso positivo esce dalla superficie** e che il flusso negativo entra nella superficie; in altre parole, è convenzione prendere il vettore normale orientato verso l'esterno: il flusso positivo si avrà quando la componente perpendicolare del campo vettoriale \vec{E} e il vettore normale saranno *concordi* e quindi quando \vec{E} è anch'esso uscente.

OSSERVAZIONE. Data una superficie chiusa Σ , tracciamo una curva chiusa γ su di essa; possiamo scindere Σ in due sottosuperfici Σ_1 e Σ_2 che hanno in comune una superficie $\Sigma_{1,2}$ delimitata da γ . Il flusso per linearità di scinde in

$$\Phi_{\Sigma} = \Phi_{\Sigma_1} + \Phi_{\Sigma_2}$$

In realtà, il flusso non è influenzato da quale sia la superficie $\Sigma_{1,2}$: infatti, per uno dei sottoflussi il contributo dato da $\Sigma_{1,2}$ sarà negativo perché il campo è entrante, ma per l'altro sottoflusso sarà positivo perché il campo è uscente.

$$\Phi_{\Sigma} = \Phi_{\Sigma_1} + \Phi_{\Sigma_2} = \Phi_{\Sigma_1 - \Sigma_{1,2}} + \Phi_{\Sigma_{1,2}} + \Phi_{\Sigma_2 - \Sigma_{1,2}} - \Phi_{\Sigma_{1,2}} = \Phi_{\Sigma_1 - \Sigma_{1,2}} + \Phi_{\Sigma_2 - \Sigma_{1,2}}$$

2.2 LEGGE DI GAUSS

TEOREMA 2.2.1. -

Il flusso del campo elettrostatico \vec{E} attraverso una superficie chiusa è eguale alla somma algebrica (o nel caso di una distribuzione continua, dell'integrale) delle cariche contenute all'interno della superficie, comunque siano distribuite, divisa per ϵ_0 .

■ **Caso discreto:**

$$\Phi_{\Sigma}(\vec{E}) = \frac{(\sum_i q_i)_{int}}{\epsilon_0} \quad (2.2)$$

■ **Caso continuo:**

$$\Phi_{\Sigma}(\vec{E}) = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho(x, y, z) dV \quad \text{tale che } \partial V = \Sigma \quad (2.3)$$

Lo dimostreremo per una *singola* carica contenuta nella superficie - dato che il caso per molteplici cariche e per una distribuzione continua seguono praticamente immediatamente - ma prima di farlo in modo formale, vediamo una derivazione più "fisica".

Angolo solido Per far ciò, ci servirà la nozione di *angolo solido*.

DEFINIZIONE 2.2.1. - ANGOLO SOLIDO.

L'**angolo solido** è una generalizzazione a tre dimensioni dell'angolo piano e dà una misura della parte di spazio compresa entro un fascio di semirette uscenti intorno ad un punto P . In termini matematici, esso è definito come l'area sulla sfera unitaria intorno a P individuata dalla superficie (finita) Σ :

$$\Omega = \int d\Omega = \int \frac{d\Sigma_0}{r^2} = \int \frac{\cos\theta d\Sigma}{r^2} \quad (2.4)$$

dove

■ $d\Omega$ è l'angolo solido infinitesimo.

- $d\Sigma : 0$ è la *proiezione ortogonale* al raggio dell'elemento infinitesimo di superficie $d\Sigma$.
- θ è l'*angolo polare* delle coordinate sferiche.

Poiché $d\Sigma_0$ è un elemento infinitesimo della calotta sferica, data una parametrizzazione in coordinate sferiche vale

$$d\Sigma_0 = r^2 \sin \theta d\theta d\varphi$$

da cui segue che

$$d\Sigma = \sin \theta d\theta d\varphi \quad (2.5)$$

Integrando θ da 0 a π e φ da 0 a 2π , si ottiene l'angolo solido sotto cui dal centro P è vista tutta la superficie:

$$\Omega = \int d\Omega = \int_0^{2\pi} d\varphi \int_0^\pi d\theta \sin \theta = 4\pi \quad (2.6)$$

Questo risultato è valido per una qualunque superficie *chiusa* che racchiuda P - e ne corrisponde al valore massimo dell'angolo solido.

L'unità di misura dell'angolo solido è lo **steradiano** ().

Derivazione fisica della legge di Gauss Dato il campo di Coulomb \vec{E} generato dalla carica q , vogliamo determinare l'elemento di flusso infinitesimo $d\Phi(\vec{E})$, ossia il flusso tramite l'elemento d'area infinitesimo $d\Sigma$.

Innanzitutto, si noti che l'angolo tra il versore radiale \hat{u}_r uscente dalla carica q e il versore normale \hat{u}_n alla superficie coincide con un possibile angolo polare θ che parametrizza un punto della calotta sferica unitaria centrata in q .

$$\hat{u}_r \cdot \hat{u}_n = \cos \theta$$

Il flusso infinitesimo diventa

$$d\Phi_\Sigma(\vec{E}) = \vec{E} \cdot \hat{u}_n d\Sigma = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\hat{u}_r \cdot \hat{u}_n}{r^2} d\Sigma = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{\cos \theta}{r^2} d\Sigma = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \frac{d\Sigma_0}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} d\Omega$$

OSSERVAZIONE. Il flusso del campo \vec{E} generato da una carica puntiforme dipende solo dall'angolo solido e *non* dalla superficie o dalla distanza dalla carica: il flusso è lo stesso per qualunque superficie il cui bordo si appoggi sul cono individuato dall'angolo solido. Questo è una *diretta* conseguenza che il campo di Coulomb presenta un fattore $1/r^2$; se la relazione fosse stata anche solo leggermente diversa non varrebbe tale dipendenza.

Per una superficie (finita) e chiusa che racchiude la carica q si ha

$$\Phi_\Sigma(\vec{E}) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \Omega = \frac{q}{\epsilon_0}$$

Dimostrazione formale della legge di Gauss

DIMOSTRAZIONE. Per semplicità, poniamo l'origine del nostro sistema di riferimento dove è situata la carica. Data la simmetria di carattere radiale fornita dal campo

elettrostatico di Coulomb, ci conviene utilizzare le coordinate sferiche

$$\begin{cases} x = r \sin \theta \cos \varphi \\ y = r \sin \theta \sin \varphi \\ z = r \cos \theta \end{cases}$$

Parametrizziamo la superficie Σ con l'angolo *polare* θ e l'angolo *azimutale* φ delle coordinate sferiche:

$$\begin{aligned} \vec{r}(\theta, \varphi) &= x(\theta, \varphi)\vec{u}_x + y(\theta, \varphi)\vec{u}_y + z(\theta, \varphi)\vec{u}_z = \\ &= r(\theta, \varphi) \sin \theta \cos \varphi \vec{u}_x + r(\theta, \varphi) \sin \theta \sin \varphi \vec{u}_y + r(\theta, \varphi) \cos \theta \vec{u}_z \end{aligned}$$

Osserviamo che per descrivere una superficie con le coordinate sferiche è necessario fornire la *distanza* $r(\theta, \varphi)$ dall'origine nella direzione indicata dagli angoli θ e φ . Anzi, la parametrizzazione può essere espressa totalmente in termini *radiali*! Infatti, il versore radiale è dato da

$$\hat{u}_r = \frac{\hat{e}_r}{|\hat{e}_r|} = \frac{\frac{\partial x^i}{\partial r} \hat{u}_i}{1} = \sin \theta \cos \varphi \hat{u}_x + \sin \theta \sin \varphi \hat{u}_y + \cos \theta \hat{u}_z$$

Raccogliendo $r(\theta, \varphi)$ dalla parametrizzazione scritta prima si ottiene quindi

$$\vec{r}(\theta, \varphi) = r(\theta, \varphi) \hat{u}_r$$

Per definizione, il flusso è

$$\Phi_\Sigma(\vec{E}) = \int_\Sigma \vec{E} \cdot \hat{u}_n d\Sigma = \int_\Sigma \vec{E} \cdot \hat{u}_n \left| \frac{\partial \vec{r}(\theta, \varphi)}{\partial \theta} \times \frac{\partial \vec{r}(\theta, \varphi)}{\partial \varphi} \right| d\theta d\varphi \quad \square$$

Poiché il versore normale è

$$\hat{u}_n = \frac{\frac{\partial \vec{r}(\theta, \varphi)}{\partial \theta} \times \frac{\partial \vec{r}(\theta, \varphi)}{\partial \varphi}}{\left| \frac{\partial \vec{r}(\theta, \varphi)}{\partial \theta} \times \frac{\partial \vec{r}(\theta, \varphi)}{\partial \varphi} \right|}$$

il flusso si può calcolare come

$$\square \int_\Sigma \vec{E} \cdot \frac{\partial \vec{r}(\theta, \varphi)}{\partial \theta} \times \frac{\partial \vec{r}(\theta, \varphi)}{\partial \varphi} d\theta d\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_\Sigma \frac{1}{r(\theta, \varphi)^2} \hat{u}_r \cdot \frac{\partial \vec{r}(\theta, \varphi)}{\partial \theta} \times \frac{\partial \vec{r}(\theta, \varphi)}{\partial \varphi} d\theta d\varphi$$

Per semplificare quel prodotto misto, dobbiamo prima analizzare i termini che partecipano al prodotto vettoriale.

In un generico punto^a (θ, φ) della superficie, i vettori della base del piano tangente alla superficie in tal punto sono

$$\begin{cases} \frac{\partial \vec{r}}{\partial \theta} = \frac{\partial}{\partial \theta} (r(\theta, \varphi) \vec{u}_r) = \frac{\partial r(\theta, \varphi)}{\partial \theta} \hat{u}_r + r(\theta, \varphi) \frac{\partial \hat{u}_r}{\partial \theta} \\ \frac{\partial \vec{r}}{\partial \varphi} = \frac{\partial}{\partial \varphi} (r(\theta, \varphi) \vec{u}_r) = \frac{\partial r(\theta, \varphi)}{\partial \varphi} \hat{u}_r + r(\theta, \varphi) \frac{\partial \hat{u}_r}{\partial \varphi} \end{cases}$$

Si nota subito che le componenti parallele a \vec{u}_r *non* influiscono al flusso. Al netto di costanti moltiplicative, il contributo di tali componenti è un \vec{u}_r nel prodotto vettoriale del prodotto misto, ma valendo

$$\begin{cases} \hat{u}_r \cdot \hat{u}_r \times \vec{a} = 0 \\ \hat{u}_r \cdot \vec{a} \times \hat{u}_r = 0 \end{cases}, \quad \forall \vec{a} \text{ vettore}$$

tali componenti non cambieranno in alcun modo il flusso; ciò che invece lo cambia sono le derivate dei versori radiali. Sviluppando, l'espressione del flusso si ha

$$\begin{aligned} \Phi_\Sigma(\vec{E}) &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_\Sigma \frac{1}{r(\theta, \varphi)} \hat{u}_r \cdot \frac{\partial \vec{r}(\theta, \varphi)}{\partial \theta} \times \frac{\partial \vec{r}(\theta, \varphi)}{\partial \varphi} d\theta d\varphi = \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_\Sigma \frac{1}{r(\theta, \varphi)^2} \hat{u}_r \cdot \left(r(\theta, \varphi) \frac{\partial \hat{u}_r}{\partial \theta} \times r(\theta, \varphi) \frac{\partial \hat{u}_r}{\partial \varphi} \right) d\theta d\varphi = \\ &= \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_\Sigma \hat{u}_r \cdot \frac{\partial \hat{u}_r}{\partial \theta} \times \frac{\partial \hat{u}_r}{\partial \varphi} d\theta d\varphi \end{aligned}$$

Poiché

$$\begin{cases} \frac{\partial \hat{u}_r}{\partial \theta} = \cos \theta \cos \varphi \hat{u}_x + \cos \theta \sin \varphi \hat{u}_y - \sin \theta \hat{u}_z \\ \frac{\partial \hat{u}_r}{\partial \varphi} = -\sin \theta \sin \varphi \hat{u}_x + \sin \theta \cos \varphi \hat{u}_y \end{cases}$$

e

$$\hat{u}_r \cdot \frac{\partial \hat{u}_r}{\partial \theta} \times \frac{\partial \hat{u}_r}{\partial \varphi} = \begin{vmatrix} \sin \theta \cos \varphi & \sin \theta \sin \varphi & \cos \theta \\ \cos \theta \cos \varphi & \cos \theta \sin \varphi & -\sin \theta \\ -\sin \theta \sin \varphi & \sin \theta \cos \varphi & 0 \end{vmatrix} = \sin \theta$$

segue che

$$\Phi_\Sigma(\vec{E}) = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \int_\Sigma \sin \theta d\theta d\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} \Omega \quad (2.7)$$

dove Σ è l'angolo solido sull'intera superficie.

Se la superficie (finita) è chiusa si ha $\Omega = 4\pi$, ottenendo quindi il risultato desiderato. \square

^aQui indicato tramite le coordinate ad esso associate dalla parametrizzazione.

OSSERVAZIONE. La 2.7 descrive il flusso del campo elettrostatico attraverso una superficie **qualunque**. La legge di Gauss si potrebbe vedere come un *caso specifico* di questa relazione.

Il caso per cariche multiple segue dal *principio di sovrapposizione* dei campi elettrici:

$$\Phi_\Sigma(\vec{E}) = \int_\Sigma \vec{E} \cdot \hat{u}_n d\Sigma = \int_\Sigma \left(\sum_i \vec{E}_i \right) \cdot \hat{u}_n d\Sigma = \sum_i \int_\Sigma \vec{E}_i \cdot \hat{u}_n d\Sigma = \sum_i \frac{q_i}{\epsilon_0}$$

Da questa si ottiene, passando al continuo, la relazione 2.3.

Flusso tramite una superficie chiusa per una carica esterna La legge di Gauss descrive il flusso tramite una superficie chiusa tenendo conto delle cariche *interne* ad essa... e si ci fossero delle cariche *esterne*?

Limitiamoci all'inizio al caso di una singola carica esterna: il campo di Coulomb entra nella superficie chiusa, attraversa lo spazio contenuto da essa e poi esce dall'altro lato. In termini di angolo solido, il cono elementare che sottende l'angolo solido infinitesimo $d\Sigma$

determina sulla superficie chiusa due elementi $d\Sigma_1$ e $d\Sigma_2$. Per la convenzione sul segno del flusso:

- \vec{E} entra in $d\Sigma_1$: $\vec{E} \cdot \hat{u}_n d\Sigma_1 < 0$.
- \vec{E} esce da $d\Sigma_2$: $\vec{E} \cdot \hat{u}_n d\Sigma_2 > 0$.

I flussi infinitesimi che otteniamo¹ sono

$$\begin{cases} d\Phi_{\Sigma_1}(\vec{E}) = \vec{E} \cdot \hat{u}_n d\Sigma_1 = -\frac{q}{4\pi\epsilon_0} d\Omega \\ d\Phi_{\Sigma_2}(\vec{E}) = \vec{E} \cdot \hat{u}_n d\Sigma_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0} d\Omega \end{cases}$$

Integrando sull'intera superficie chiusa otteniamo

$$\Phi_{\Sigma}(\vec{E}) = \int_{\Sigma} \vec{E} \cdot \hat{u}_n d\Sigma = 0 \quad (2.8)$$

Il flusso tramite una superficie *chiusa* dipende *solo* dalle cariche interne ad essa.

OSSERVAZIONE. Cosa cambia dal caso della carica interna? Il campo elettrico in quella situazione risulta essere *entrante* (se la carica è positiva) o *uscente* (se la carica è negativa) da ogni elemento infinitesimo; il flusso avrà quindi sempre lo stesso segno oppure essere nullo, ma sulla superficie intera questo si ha solo se questa è parallela al campo.

2.3 APPLICAZIONI DELLA LEGGE DI GAUSS

La legge di Gauss, in linea di principio, ci descrive solo il flusso tramite una superficie chiusa. Tuttavia, in situazioni di *evidenti simmetrie*, confrontando la definizione di flusso con quello ottenuto dalla legge di Gauss possiamo sorprendentemente calcolare in modo abbastanza facile il campo elettrostatico che genera il flusso.

Filo carico rettilineo (infinito)

Superficie carica infinita

Sfera uniformemente carica

2.4 CIRCUITAZIONE DI UN CAMPO VETTORIALE

DEFINIZIONE 2.4.1. - CIRCUITAZIONE DI UN CAMPO VETTORIALE .

Il **circuitazione di un campo vettoriale lungo la curva chiusa γ** , parametrizzata da una funzione $\vec{r} : [a, b] \longrightarrow \mathbb{R}^3$, è

$$\Gamma_{\gamma}(\vec{E}) = \oint_{\gamma} \vec{E} \cdot d\vec{s} = \int_a^b \vec{E} \cdot \frac{d\vec{r}}{dt} dt \quad (2.9)$$

2.5 TEOREMA DELLA DIVERGENZA

¹Il procedimento è analogo a quello con cui si ottiene l'equazione 2.7.

TEOREMA 2.5.1. - TEOREMA DELLA DIVERGENZA .

Si consideri un volume $V \subseteq \mathbb{R}^3$ compatto con bordo liscio ∂V . Dato un campo vettoriale differenziabile \vec{E} in un intorno di V , allora

$$\int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \int_{\partial V} \vec{E} \cdot \hat{u}_n d\Sigma \quad (2.10)$$

□

Utilizzando la notazione fisica, la 2.10 si scrive come

$$\int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \Phi_\Sigma(\vec{E}) \quad (2.11)$$

2.6 TEOREMA DEL ROTORE**TEOREMA 2.6.1. - TEOREMA DEL ROTORE .**

Si consideri una curva $\gamma : [a, b] \longrightarrow \mathbb{R}^3$ semplice - ossia senza intersezioni con sé stessa, chiusa e liscia a tratti; si consideri inoltre una superficie Σ liscia tale che $\partial\Sigma = \gamma$. Dato un campo vettoriale differenziabile \vec{E} in un intorno di V , allora

$$\int_\Sigma \vec{\nabla} \vec{E} \cdot \hat{u}_n d\Sigma = \oint_\gamma \vec{E} \cdot d\vec{s} \quad (2.12)$$

□

Utilizzando la notazione fisica, la 2.10 si scrive come

$$\int_V \vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \Phi_\Sigma(\vec{E}) \quad (2.13)$$

Utilizzando la notazione fisica, la 2.10 si scrive come

$$\Phi_\Sigma(\vec{\nabla} \vec{E}) = \Gamma_\gamma(\vec{E}) \quad (2.14)$$

OSSERVAZIONE. Ci sono infinite superfici con bordo γ , ma il flusso del rotore è sempre uguale.

SERIE DI FUNZIONI

“Sai fare le Addizioni?» chiese la Regina Bianca. «Che cosa fa uno più uno più uno più uno più uno più uno più uno più uno più uno più uno più uno più uno più uno?»
«Non lo so» rispose Alice. «Ho perso il conto»”

ATTRAVERSO LO SPECCHIO E QUEL CHE ALICE VI TROVÒ.

L'IDEA delle **serie di funzioni** sorge naturalmente quando lavoriamo con i polinomi di Taylor. Per funzioni “classiche” - diciamo quanto meno non patologiche - incrementare il grado del polinomio aumenta la qualità dell'approssimazione, quindi sembra che se potessimo creare un polinomio di Taylor *infinito*, otterremmo precisamente la funzione originale... ma un polinomio infinito non è altro che una serie di potenze! Come vedremo, questa idea può effettivamente funzionare, ma richiede un po' di accorgimenti, in particolare per vedere come si trasmettono le proprietà della successione alla somma della serie. In questo capitolo introduciamo la trattazione del tema per generiche funzioni, con lo scopo di studiare proprio le proprietà di regolarità delle serie di funzioni.

3.1 SERIE IN UNO SPAZIO NORMATO

Prima di far ciò, ricordiamo le definizioni di serie a valori reali e di convergenza (assoluta) di una serie a valore reali.

DEFINIZIONE 3.1.1. - SERIE A VALORI REALI E CONVERGENZA DI UNA SERIE .

Data una successione $x_n \in \mathbb{R}, n \geq 0$, la **serie**

$$\sum_{k=0}^{+\infty} x_k \quad (3.1)$$

è la somma di tutti gli elementi della successione.

Considerata la *somma parziale*, o altresì detta **ridotta**,

$$s_n = \sum_{k=0}^n x_k, \quad \forall n \geq 0 \quad (3.2)$$

si dice che la serie

$$\sum_{k=0}^{+\infty} x_k$$

converge se converge la successione s_n ; si pone in tal caso

$$\sum_{k=0}^{+\infty} x_k = \lim_{n \rightarrow +\infty} s_n \quad (3.3)$$

DEFINIZIONE 3.1.2. - CONVERGENZA ASSOLUTA .

Sia x_n una successione a valori reali. La serie

$$\sum_{k=0}^{+\infty} x_k$$

converge assolutamente in \mathbb{R} se converge la serie

$$\sum_{k=0}^{+\infty} |x_k| \quad (3.4)$$

TEOREMA 3.1.1. - CONVERGENZA ASSOLUTA IMPLICA CONVERGENZA SEMPLICE .

Ogni serie di numeri reali assolutamente convergente è anche semplicemente convergente. Inoltre, vale

$$\left| \sum_{k=0}^{+\infty} x_k \right| \leq \sum_{k=0}^{+\infty} |x_k| \quad (3.5)$$

DIMOSTRAZIONE. Per dimostrare che la serie

$$\sum_{k=0}^{+\infty} x_k$$

converge, per il *Criterio di Cauchy per le serie*^a è sufficiente provare che

$$\forall \varepsilon > 0, \exists N \in \mathbb{N}: \forall n \geq N, \forall p \in \mathbb{N}, |x_{n+1} + x_{n+2} + \dots + x_{n+p}| < \varepsilon$$

Per ipotesi la serie

$$\sum_{k=0}^{+\infty} |x_k|$$

converge: per il Criterio di Cauchy, si ha

$$\forall \varepsilon > 0, \exists N \in \mathbb{N}: \forall n \geq N, \forall p \in \mathbb{N},$$

$$||x_{n+1}| + |x_{n+2}| + \dots + |x_{n+p}|| = |x_{n+1}| + |x_{n+2}| + \dots + |x_{n+p}| < \varepsilon$$

D'altra parte, dalla disuguaglianza triangolare segue che

$$|x_{n+1} + x_{n+2} + \dots + x_{n+p}| < |x_{n+1}| + |x_{n+2}| + \dots + |x_{n+p}| < \varepsilon, \forall n \in \mathbb{N}, \forall p \in \mathbb{N}$$

Dalle ultime due relazioni si deduce immediatamente la prima relazione e dunque la prima tesi. La disuguaglianza segue dal fatto che essa è vera per ogni somma parziale. \square

^aNelle "Note aggiuntive", a pagina ?? è possibile trovare maggiori dettagli sui criteri di Cauchy.

OSSERVAZIONE. Il teorema appena dimostrato è una conseguenza della **completezza** di \mathbb{R} . Infatti, abbiamo usato il *criterio di Cauchy*, che si basa sul fatto che le successioni di Cauchy convergono sempre in \mathbb{R} e quindi proprio per la completezza dei reali. Se lo spazio *non* è completo si ottiene solo che la successione delle ridotte è di Cauchy, e senza la completezza dello spazio non possiamo affermare che convergono.

Il viceversa del teorema appena dimostrato non è valido, come segue dal seguente controesempio.

ESEMPIO - CONVERGENZA SEMPLICE NON IMPLICA CONVERGENZA ASSOLUTA .

Consideriamo la serie

$$\sum_{n=1}^{+\infty} (-1)^n \frac{1}{n}$$

Essa non converge assolutamente in quanto la serie dei moduli diventa

$$\sum_{n=1}^{+\infty} \left| (-1)^n \frac{1}{n} \right| = \sum_{n=1}^{+\infty} \frac{1}{n}$$

che, essendo la **serie armonica**^a, non converge. Tuttavia, la serie semplice è una serie a segni *alterni* e poiché

- $\frac{1}{n}$ è decrescente $\forall n \geq 1$.
- $\lim_{n \rightarrow +\infty} \frac{1}{n} = 0$.

per il *criterio di Leibniz* la serie semplice converge. Pertanto, la convergenza semplice *non* implica la convergenza assoluta.

^aNelle "Note aggiuntive", a pagina ?? è possibile trovare maggiori dettagli sulle serie notevoli.

Prendiamo ora $x_n \in X$, con X un insieme *generico*. Per generalizzare la definizione di serie convergente abbiamo bisogno che su X si possano compiere i seguenti passaggi:

- Poter definire s_n , cioè è necessario *sommare* elementi di X .
- Poter definire la *convergenza* in X .

Se dotiamo l'insieme X di una struttura di **spazio normato** possiamo generalizzare ad una serie generale le definizioni precedentemente enunciate per le serie a valori reali: infatti, se X è spazio normato gode sia dell'essere uno *spazio metrico* (e quindi è spazio topologico di Hausdorff, il che permette di definire univocamente la convergenza della successione) sia dell'essere *spazio vettoriale* (che permette la somma di elementi).

DEFINIZIONE 3.1.3. - SERIE E CONVERGENZA DI UNA SERIE .

Data una successione $x_n \in X$ in uno spazio *normato*, $n \geq 0$, la **serie**

$$\sum_{k=0}^{+\infty} x_k$$

è la somma di tutti gli elementi della successione.

Considerata la *somma parziale*, o altresì detta **ridotta**,

$$s_n = \sum_{k=0}^n x_k \quad \forall n \geq 0 \quad (3.6)$$

si dice che la serie

$$\sum_{k=0}^{+\infty} x_k$$

converge se converge la successione s_n ; si pone in tal caso

$$\sum_{k=0}^{+\infty} x_k = \lim_{n \rightarrow +\infty} s_n \quad (3.7)$$

DEFINIZIONE 3.1.4. - CONVERGENZA TOTALE O ASSOLUTA .

Sia $(X, \|\cdot\|)$ spazio normato e x_n una successione in X . La serie

$$\sum_{k=0}^{+\infty} x_k$$

converge totalmente o assolutamente in X se converge la serie

$$\sum_{k=0}^{+\infty} \|x_k\|$$

Dall'osservazione a pag. 33 il teorema 3.1.1 necessita della *completezza* dei reali. Per generalizzarlo ci basta lavorare in *spazi normati completi*.

TEOREMA 3.1.2. - CONVERGENZA TOTALE O ASSOLUTA IMPLICA CONVERGENZA SEMPLICE .

Ogni serie in X spazio normato completo *totalmente convergente* è anche *semplicemente convergente*. Inoltre, vale

$$\left\| \sum_{k=0}^{+\infty} x_k \right\| \leq \sum_{k=0}^{+\infty} \|x_k\| \quad (3.8)$$

DIMOSTRAZIONE. La dimostrazione è analoga a quella affrontata nel teorema 3.1.1: è sufficiente sostituire al valore assoluto $|\cdot|$ la norma $\|\cdot\|$. \square

In generale, il problema della convergenza in spazi normati è *inesplorato*, ma se lo spazio è *completo* possiamo passare per la *convergenza totale* e studiare una serie a valori reali tramite

i criteri di convergenza¹ noti dall'ANALISI MATEMATICA UNO.

3.2 SERIE DI FUNZIONI

Consideriamo lo spazio $X = \mathcal{C}([a, b]; \mathbb{R}) = \mathcal{C}([a, b])$ delle funzioni continue su un intervallo compatto con la *metrica lagrangiana*:

$$d(f, g) = \max_{x \in [a, b]} |f(x) - g(x)|$$

In questo spazio, una serie convergente

$$\sum_{k=0}^{+\infty} f_k$$

si può scrivere, per definizione, come

$$\sum_{k=0}^{+\infty} f_k = \lim_{n \rightarrow +\infty} \sum_{k=0}^n f_k = \lim_{n \rightarrow +\infty} S_n$$

dove S_n è una successione di funzioni. Allora la condizione di convergenza di serie in X si può formulare come

$$\sum_{k=0}^{+\infty} f_k \text{ converge in } \mathcal{C}([a, b]) \iff S_n \text{ converge con metrica lagrangiana in } \mathcal{C}([a, b])$$

ossia

$$\sum_{k=0}^{+\infty} f_k \text{ converge in } \mathcal{C}([a, b]) \iff S_n \text{ converge uniformemente in } \mathcal{C}([a, b])$$

Per la stessa osservazione fatte a pag. ??, per parlare di convergenza uniforme non sono necessarie né la *compattezza* di $[a, b]$, né la *continuità* delle funzioni.

Possiamo *estendere* la definizione di convergenza di una serie di funzioni per

$$f_n \longrightarrow A \subseteq \mathbb{R}$$

con A insieme contenuto nei reali o, ancora più in generale, per funzioni del tipo

$$f_n \longrightarrow XY$$

dove X è un *insieme qualunque* e Y è uno **spazio normato completo**.

Studieremo quindi in questo capitolo le **serie di funzioni**

$$\sum_{k=0}^{+\infty} f_k(x)$$

per studiare la *convergenza* di tali serie applicheremo le convergenze viste in precedenza alla *successione delle ridotte*

$$S_n(x) = \sum_{k=0}^n f_k(x)$$

¹Nelle "Note aggiuntive", a pag. ?? è possibile trovare maggiori dettagli sui criteri di convergenza delle serie a valori reali.

DEFINIZIONE 3.2.1. - CONVERGENZA DI UNA SERIE DI FUNZIONI .

In queste definizioni la convergenza delle ridotte si trasferisce sulla convergenza della serie:

- **(CP)** La serie $\sum_{k=0}^{+\infty} f_k(x)$ **converge puntualmente** in $x \in A$ se $S_n(x)$ converge puntualmente in $x \in A$.
- **(CU)** La serie $\sum_{k=0}^{+\infty} f_k(x)$ **converge uniformemente** in $x \in A$ se $S_n(x)$ converge uniformemente su A .

3.2.1 Il criterio di Weierstrass

Per motivi che saranno chiari nel Capitolo ?? dedicato alle *serie di potenze*, in questa sottosezione lavoreremo nel *campo dei complessi* \mathbb{C} .

Abbiamo dato la definizione di convergenza uniforme di una serie di funzione, ma essa non è di facile applicazione operativa. Infatti, la serie

$$\sum_{n=0}^{+\infty} f_n(z)$$

converge uniformemente su $A \subseteq \mathbb{C}$ se e solo se, definita $S(z)$ la funzione limite delle ridotte

$$S_n(z) = \sum_{k=0}^n f_k(z)$$

essa vale

$$\lim_{n \rightarrow +\infty} \left(\sup_{z \in A} |S_n(z) - S(z)| \right) = 0$$

Tuttavia, questa funzione richiede la conoscenza della *somma* $S(z)$, cosa che in generale *non* avviene. Usare direttamente il criterio di Cauchy per la convergenza uniforme è sicuramente più conveniente, ma non è sempre semplice da verificare. Esiste tuttavia una condizione *sufficiente* che consente di provare la convergenza uniforme senza la conoscenza della somma limite.

PROPOSIZIONE 3.2.1. - CRITERIO DI WEIERSTRASS .

Siano $f_n \longrightarrow A \subseteq \mathbb{C}\mathbb{C}$ tale che

- a. $\forall n \in \mathbb{N}, \exists c_n \in \mathbb{R}: |f_n(z)| \leq c_n, \forall z \in A.$
- b. $\sum_{n=1}^{+\infty} c_n$ converge (come serie numerica).

Allora

$$\sum_{n=1}^{+\infty} f_n(z)$$

converge uniformemente in A . □

OSSERVAZIONE. La dimostrazione utilizza il criterio di Cauchy per la convergenza uniforme.

OSSERVAZIONE - SIGNIFICATO DEL CRITERIO .

Le ipotesi 1) e 2) implicano immediatamente la convergenza puntuale (assoluta) della serie di potenze in ogni $z \in A$. Infatti, fissato z ho la relazione $|f_n(z)| \leq c_n$; da questo vale

$$\sum_{n=0}^{+\infty} |f_n(z)| \leq \sum_{n=0}^{+\infty} c_n$$

e, poiché la serie

$$\sum_{n=0}^{+\infty} c_n$$

converge, allora

$$\sum_{n=0}^{+\infty} |f_n(z)|$$

converge per criterio del confronto e quindi la serie di funzioni converge puntualmente. Quello che osserviamo nello specifico è che l'ipotesi 1) funge da *maggiorazione uniforme* della serie di funzioni su A , da cui possiamo ricavare, anche a partire dalla convergenza puntuale della serie, la convergenza uniforme su A . x

3.3 PROPRIETÀ DI REGOLARITÀ DI UNA SERIE DI FUNZIONI

Ci poniamo ora il problema di studiare come si modificano i teoremi di *limitatezza*, *continuità*, *integrabilità*, *integrabilità* e *derivabilità* visti nel Capitolo 2 nel caso delle *serie di funzioni*.

3.3.1 Limitatezza

TEOREMA 3.3.1. - TEOREMA DI LIMITATEZZA PER SERIE .

Siano $f_n \longrightarrow A \subseteq \mathbb{R}$, $n \geq 1$ tali che

- a. f_n limitata su A , $\forall n \geq 1$.
- b. $\sum_{n=0}^{+\infty} f_n$ converge uniformemente a f su A .

Allora, posto

$$S(x) = \sum_{n=0}^{+\infty} f_n(x), \quad \forall x \in A,$$

$S(x)$ è limitata su A .

DIMOSTRAZIONE. La strategia è passare per la successione delle ridotte. Posto

$$S_n(x) = \sum_{k=0}^n f_k(x), \quad \forall x \in A,$$

si ha:

- S_n limitata su A , poiché le f_k lo sono.
- S_n convergente uniformemente a S su A .

Per il teorema di limitatezza per le successioni, S è limitata su A . □

3.3.2 Continuità

Notiamo immediatamente che il *teorema di continuità per le serie* è del tutto analogo al *teorema di limitatezza* appena dimostrato.

TEOREMA 3.3.2. - TEOREMA DI CONTINUITÀ PER SERIE .

Siano $f_n \longrightarrow A \subseteq \mathbb{R}\mathbb{R}$, $n \geq 1$ tali che

- a. f_n continua su A , $\forall n \geq 1$.
- b. $\sum_{n=0}^{+\infty} f_n$ converge uniformemente a f su A .

Allora, posto

$$S(x) = \sum_{n=0}^{+\infty} f_n(x), \quad \forall x \in A,$$

$S(x)$ è continua su A .

DIMOSTRAZIONE. La strategia è passare per la successione delle ridotte. Posto

$$S_n(x) = \sum_{k=0}^n f_k(x), \quad \forall x \in A,$$

si ha:

- S_n continua su A , poiché le f_k lo sono.
- S_n convergente uniformemente a S su A .

Per il teorema di continuità per le successioni, S è continua su A . □

3.3.3 Integrabilità e scambio tra integrale e serie

TEOREMA 3.3.3. - TEOREMA DI INTEGRABILITÀ PER SERIE, SCAMBIO TRA INTEGRALE E SERIE .

Siano $f_n, f \longrightarrow [a, b]\mathbb{R}$, $n \geq 1$ tali che

- a. $f_n \in \mathcal{R}([a, b])$, $\forall n \geq 1$.
- b. $\sum_{n=0}^{+\infty} f_n$ converge uniformemente a f su $[a, b]$.

Allora, posto

$$S(x) = \sum_{n=0}^{+\infty} f_n(x), \quad \forall x \in [a, b],$$

si ha:

1. $S \in \mathcal{R}([a, b])$.
2. Vale lo **scambio tra integrale e serie**:

$$\int_a^b \sum_{k=0}^{+\infty} f_k(x) dx = \sum_{k=0}^{+\infty} \int_a^b f_k(x) dx \quad (3.9)$$

DIMOSTRAZIONE. Posto

$$S_n(x) = \sum_{k=0}^n f_k(x), \quad \forall x \in [a, b],$$

si ha:

- $S_n \in \mathcal{R}([a, b])$, poiché le f_k lo sono.
- S_n convergente *uniformemente* a S su $[a, b]$.

Per il teorema di integrabilità per le successioni:

- $S \in \mathcal{R}([a, b])$ perché somma di funzioni integrabili.
- Vale il *passaggio al limite sotto segno di integrale* per la successione delle ridotte, ossia

$$\lim_{n \rightarrow +\infty} \int_a^b S_n(x) dx = \int_a^b S(x) dx$$

Poiché l'integrale di una somma finita è uguale ad una somma finita di integrali, il primo membro dell'equazione può essere riscritto come

$$\lim_{n \rightarrow +\infty} \int_a^b \sum_{k=0}^n f_k(x) dx = \lim_{n \rightarrow +\infty} \sum_{k=0}^n \int_a^b f_k(x) dx = \sum_{k=0}^{+\infty} \int_a^b f_k(x) dx$$

e poiché

$$\int_a^b S(x) dx = \int_a^b \sum_{k=0}^{+\infty} f_k(x) dx$$

otteniamo la tesi:

$$\int_a^b \sum_{k=0}^{+\infty} f_k(x) dx = \sum_{k=0}^{+\infty} \int_a^b f_k(x) dx$$

□

3.3.4 Derivabilità

TEOREMA 3.3.4. - DERIVABILITÀ TERMINE A TERMINE .

Siano $f_n \longrightarrow (a, b)\mathbb{R}$ tale che

- a. f_n derivabile su (a, b) , $\forall n \geq 1$.
- b. $\exists c \in (a, b)$ tale che $\sum_{n=1}^{+\infty} f_n(c)$ converge
- c. $\sum_{n=1}^{+\infty} f'_n(x)$ converge uniformemente su (a, b) .

Allora:

1. $\sum_{n=1}^{+\infty} f_n(x)$ converge uniformemente su (a, b)

Inoltre, detta f la funzione somma:

2. f è derivabile su (a, b)
3. Vale la **derivazione termine a termine**:

$$f'(x) = D \left(\sum_{n=1}^{+\infty} f_n(x) \right) = \sum_{n=1}^{+\infty} f'_n(x), \quad \forall x \in (a, b) \quad (3.10)$$

DIMOSTRAZIONE. Si applica il teorema di derivazione alla successione delle ridotte

$$S_n(x) = \sum_{k=1}^n f_k(x), \quad \forall x \in (a, b), \quad \forall n \geq 1$$

Verifichiamo le ipotesi:

1. S_n è derivabile su (a, b) , $\forall n \geq 1$, perché lo sono le f_k su (a, b) , $\forall k \geq 1$.
2. $S_n(c)$ converge perché $\sum_{n=1}^{+\infty} f_n(c)$ converge per ipotesi.
3. $S'_n(x) = \sum_{k=1}^n f'_k(x)$ converge uniformemente su (a, b) per ipotesi.

Allora per il teorema di derivazione per le successioni si ha che

$$S_n(x) \text{ converge uniformemente su } (a, b)$$

ossia, per definizione, che

$$\sum_{n=1}^{+\infty} f(x) \text{ converge uniformemente su } (a, b)$$

Inoltre, definita la somma

$$f(x) = \sum_{n=1}^{+\infty} f_n(x) = \lim_{n \rightarrow +\infty} S_n(x), \quad \forall x \in (a, b),$$

si ha che f è derivabile su (a, b) e per il teorema di derivazione

$$f'(x) = \lim_{n \rightarrow +\infty} S'_n(x) = \lim_{n \rightarrow +\infty} \sum_{k=1}^{+\infty} f'_k(x) = \sum_{k=1}^{+\infty} f'_k(x), \quad \forall x \in (a, b) \quad \square$$

OSSERVAZIONE. La derivazione termine a termine si può interpretare anche come “la derivata della serie è la serie delle derivate”, estendendo così la regola delle somma *finita* delle derivate.

3.4 THE FULFILLING WORLD OF THE SPACE-FILLING CURVES

in questa sezione, il cui nome è in inglese per il puro scopo di fare un pessimo gioco di parole, è un piccolo approfondimento sulle cosiddette curve **space-filling** (traducibile in italiano come *curve riempi-spazio*).

Intuitivamente, quando pensiamo ad una curva, ci immaginiamo la traiettoria di un punto in movimento, o comunque un qualcosa *unidimensionale* nello spazio che sia estremamente *sottile*, senza *spessore*. Dato che questo concetto è un po' troppo vago per poterci lavorare matematicamente, Camille **Jordan** (1838-1992) nel 1887 la definì nel seguente modo:

DEFINIZIONE 3.4.1. - CURVA .

Una **curva** è una funzione continua il cui dominio è l'intervallo unitario $[0, 1]$.

Questa definizione, per quanto innocua essa sia, comporta una conseguenza importante:

dato che non ci sono condizioni sul *codominio* di tale funzione, esso di fatto può essere uno spazio topologico *arbitrario*!

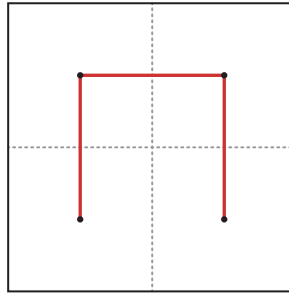
E infatti, nel 1890, il matematico torinese Giuseppe **Peano** (1858-1932) scoprì il primo caso di una curva continua che passa in *tutti* i punti del quadrato unitario $[0, 1]^2$. Questa curva, che ora viene chiamata in suo onore **curva di Peano**, è altamente controintuitiva, essendo un'oggetto che non ha spessore ma che può comunque *riempire* il quadrato - da qui il nome **curva space-filling**.

DEFINIZIONE 3.4.2. - CURVA SPACE-FILLING .

Una **curva space-filling** è una curva il cui codominio contenga il quadrato unitario o, più genericamente, il plurintervallo n -dimensionale unitario $[0, 1]^n$.

L'anno successivo a Peano, David **Hilbert** (1862-1943) semplificò notevolmente l'idea di Peano e fornì la prima costruzione geometrica (e induttiva) di una curva space-filling; noi descriveremo quest'ultima. Costruiamo una sequenza γ_n di curve piane, che fungeranno da iterazioni della curva di Hilbert.

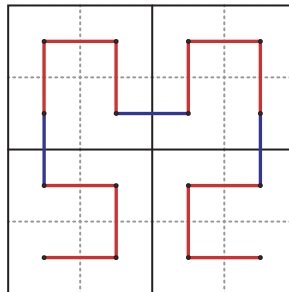
- **La curva γ_1 :** consiste dei tre segmenti che connettono i vertici $(\frac{1}{4}, \frac{1}{4})$, $(\frac{1}{4}, \frac{3}{4})$, $(\frac{3}{4}, \frac{1}{4})$ e $(\frac{3}{4}, \frac{3}{4})$



- **La curva γ_2 :** dividiamo il quadrato $[0, 1]^2$ in quattro quadrati identici:

$$Q_1 = \left[0, \frac{1}{2}\right] \times \left[0, \frac{1}{2}\right] \quad Q_2 = \left[0, \frac{1}{2}\right] \times \left[\frac{1}{2}, 1\right] \quad Q_3 = \left[\frac{1}{2}, 1\right] \times \left[\frac{1}{2}, 1\right] \quad Q_4 = \left[\frac{1}{2}, 1\right] \times \left[0, \frac{1}{2}\right]$$

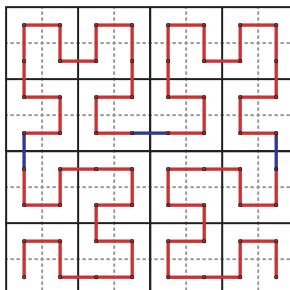
In ogni quadrato mettiamo la prima curva γ_1 ridimensionata di un fattore $1/2$ e la ruotiamo come in figura.



Nel primo quadrato è ruotata di 90° in senso orario, nel secondo e terzo quadrante rimane nella posizione originale, mentre nel quarto quadrato è ruotata 90° in senso antiorario. Per concludere, colleghiamo l'estremo finale della curva in Q_1 con quello iniziale della curva Q_2 ; ripetiamo il processo per le curve in Q_2 e Q_3 e per le curve in Q_3 e Q_4 .

I vertici della curva sono diventati $16 = 4^2$ e si possono scrivere come $(\frac{n}{2^3}, \frac{m}{2^3})$, dove $n, m = 1, 3, 5, 7$.

- **La curva γ_3 :** si ripete la stessa costruzione vista al passo 2.



I vertici della curva sono diventati $64 = 4^3$ e si possono scrivere come $\left(\frac{n}{2^4}, \frac{m}{2^4}\right)$, dove n e m sono i numeri dispari da 1 a $2^4 - 1$.

Questa successione di curve si può mostrare essere uniformemente convergente ad una curva limite γ - la vera e propria curva di Hilbert; per mostrare che γ è space-filling si può osservare che l'immagine della curva è un compatto chiuso in $[0, 1]^2$ e che l'insieme dei punti $\left(\frac{n}{2^k}, \frac{m}{2^k}\right)$ - dove $k \in \mathbb{N}$, n e m numeri dispari da 1 a $2^k - 1$ - è denso in $[0, 1]^2$. Per costruzione della sequenza γ_n lo stesso si può dire dell'immagine di γ ; essa, essendo un sottoinsieme chiuso e denso nel quadrato, allora deve riempirlo.

Pur non avendo scritto esplicitamente l'espressione di γ_n e γ , preferendo mostrare l'approccio *geometrico* alla questione, è immediato capire che essere possono essere scritte come *somma* e *serie* di opportune funzioni: più in generale, un gran numero di curve space-filling sono esprimibili come serie di funzioni!

3.4.1 Digressione sulla derivazione della legge generale di Ampère

Riprendiamo la legge di Ampere, per cui la circuitazione del campo magnetico nel caso stazionario è data da:

$$\oint_{\gamma} \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 i$$

Riscrivendola opportunamente si ottiene una relazione vettoriale in forma differenziale quale

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$$

Questo era nel caso di un filo rettilineo infinito con la circuitazione calcolata su una curva qualsiasi γ . Ma perché abbiamo lavorato un filo *rettilineo infinito*?

Consideriamo ora un circuito qualsiasi γ_2 , attraversato da un certo campo magnetico. Data un'altra curva γ_1 potrei calcolarmi la circuitazione del campo magnetico attraverso quest'ultimo.

$$\oint_{\gamma} \vec{B} \cdot d\vec{s}$$

con $d\vec{s}$ lungo γ_1 . Se le curve chiuse si intersecano, la circuitazione dovrà essere $\mu_0 i$ per la legge di Ampère.

Parametrizzo γ_1 come $\gamma_1: \vec{r}(\varphi_1)$ e parametrizzo il circuito con un'altra curva $\gamma_2: \vec{r}(\varphi_2)$

Inoltre $d\vec{s} = \frac{d\vec{r}(\varphi_1)}{d\varphi_1} d\varphi_1$.

Usando la prima legge di Laplace il campo magnetico generato dal circuito calcolato nel vettore posizione \vec{r} è

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \int_{\gamma_2} d\vec{s}_2 \times \frac{\vec{r} - \vec{r}(\varphi_2)}{|\vec{r} - \vec{r}(\varphi_2)|^3}$$

Valutando invece il campo magnetico sull'altra curva $B(r(\varphi_1))$ si ha:

$$\begin{aligned} \Gamma_{\gamma_1}(\vec{B}) &= \oint_{\gamma_1} \frac{\mu_0 i}{4\pi} \oint_{\gamma_2} d\vec{s} \times \frac{\vec{r} - \vec{r}(\varphi_2)}{|\vec{r} - \vec{r}(\varphi_2)|^3} \cdot d\vec{s}_1 = \\ &= \frac{\mu_0 i}{4\pi} \oint_{\gamma_1} \oint_{\gamma_2} d\vec{s}_1 \times d\vec{s}_2 \cdot \frac{\vec{r}_1(\varphi_1) - \vec{r}_2(\varphi_2)}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|^3} \end{aligned}$$

Notiamo che possiamo cambiare l'ordine fra prodotto vettoriale e scalare perché si tratta di un determinante.

Dalla legge di Ampere dovremmo ottenere $\mu_0 i$, quindi l'integrale dovrebbe essere 1. Per riottenere effettivamente questo risultato riconosciamo il *Gauss linking number* che è un invariante topologico rilevante con teoria dei nodi: esso conta il numero di volte che le curve si intersecano con segno. Il linking number che conta le intersezioni è ± 1 , con il segno deciso grazie all'orientamento delle curve.

Si ha che il linking number è

$$n = \frac{1}{4\pi} \frac{\vec{r}_1 - \vec{r}_2}{|\vec{r}_1 - \vec{r}_2|^3}$$

Inoltre esso è collegato anche alla *mappa di Gauss*, una mappa G che mappa una qualsiasi superficie in \mathbb{R}^3 sulla sfera di raggio 1, ma in questo caso mappa un toro sulla sfera prendendo

la differenza delle parametrizzazioni e normalizzandola:

$$G : S^1 \times S^1 \longrightarrow S^2$$

$$(\varphi_1, \varphi_2) \longmapsto \frac{\vec{r}_1(\varphi_1) - \vec{r}_2(\varphi_2)}{|\vec{r}_1(\varphi_1) - \vec{r}_2(\varphi_2)|^3}$$

che è sicuramente sulla sfera di raggio 1 perché ha norma 1.

Questo integrale n è l'area dell'immagine della mappa di Gauss. Notiamo che la mappa non è biunivoca: se le due curve si intersecano una volta la mappa ricopre la sfera due volte: essa conta l'area delle immagini della mappa di Gauss divisa per 4π , cioè quante volte la mappa ricopre la sfera in base a quante volte si intersecano. Inoltre n è sempre un numero intero e se le curve non si intersecano è nullo. Le considerazioni appena fatte provengono dalla teoria dei nodi.

Abbiamo così dedotto la legge di Ampère dal caso generale.

Adesso useremo la legge di Ampère per ricavare il campo magnetico, esattamente come abbiamo ricavato il potenziale di Coulomb con la legge di Gauss.

ESEMPIO - FILO RETTILINEO INFINITO .

Per simmetria cilindrica il campo magnetico dipende solo dal raggio R ed è diretto lungo \hat{u}_φ che indica lo spostamento angolare, quindi $\vec{B} = B(R)\hat{u}_\varphi$.

La circuitazione è $\mu_0 i$. Prendo una superficie γ per portare fuori il campo magnetico dall'integrale, come per la legge di Gauss per non calcolare il flusso. Scelgo una superficie per cui l'integrale è costante: una circonferenza di raggio R , in questo caso $d\vec{s} = R d\varphi$. Siccome l'integrale è in $d\varphi$ ma \vec{B} dipende solo da R , ottengo

$$\oint \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 i \implies \vec{B}(R)R \int_0^{2\pi} d\varphi = \mu_0 i \implies B = \frac{\mu_0 i}{2\pi R}$$

Abbiamo così derivato la legge di Biot-Savart.

In questo caso è stato così semplice perché ho una simmetria particolare dietro, in generale però non è vero. Infatti conoscere la circuitazione o il rotore di solito non è sufficiente per trovare il campo vettoriale. Vediamo un altro esempio.

ESEMPIO - SOLENOIDE INFINITO .

Per simmetria sappiamo che il solenoide infinito produce un campo magnetico all'interno del solenoide e nessun campo magnetico all'esterno del solenoide stesso. Proviamo a ricavarlo di nuovo usando una particolare curva.

Prendo una curva γ rettangolare e calcolo la circuitazione lungo essa. Il campo magnetico potrebbe dipendere dal raggio ed è diretto lungo \hat{u}_z , con l'asse z diretto verso l'alto, quindi $\vec{B} = B(R)\hat{u}_z$.

La circuitazione lungo la curva γ sarà

$$\begin{aligned} \oint_{\gamma} \vec{B} \cdot d\vec{s} &= \left(\int_A^B + \int_B^C + \int_C^D + \int_D^A \right) \vec{B} \cdot d\vec{s} = \int_A^B \vec{B} \cdot d\vec{s} = \\ &= \int_{z_1}^{z_2} B(R) dz = B(R)(z_2 - z_1) \end{aligned}$$

Questo perché l'unico tratto che contribuisce è l'integrale fra A e B , infatti i tratti \overline{BC} e \overline{AD} sono ortogonali al campo magnetico, invece lungo il tratto \overline{CD} è nullo perché il campo magnetico è esterno al solenoide. Inoltre siccome stiamo integrando lungo la verticale si ha $\hat{u}_z \cdot d\vec{s} = dz$.

Per la legge di Ampère $B(R)(z_2 - z_1) = \mu_0 i_\gamma$, dove i è la corrente che attraversa la spira, mentre i_γ è la corrente che attraversa la curva γ ed è data dal numero di spire contenute nella curva. Avevamo definito il numero di spire N come l'integrale della densità lineare

di spire n (supposta costante), mentre la corrente che interseca γ è data dall'intensità di corrente nella spire per il numero di spire lì dentro:

$$N = \int_{z_1}^{z_2} n dz = n(z_2 - z_1) \implies i_\gamma = Ni = n(z_2 - z_1)i$$

La i è la densità di corrente che sta girando nel solenoide, quindi di ogni singola spira. Ricavo quindi che \vec{B} non dipende neanche da R , infatti:

$$B(R)(z_2 - z_1) = \mu_0 i_\gamma = \mu_0 n(z_2 - z_1)i \implies B = \mu_0 in$$

Ricapitolando, il rettangolo è stato scelto in modo accurato, infatti solo un lato parallelo al campo magnetico contribuisce all'integrale e lungo z si ha \vec{B} costante. Consideriamo poi la densità di corrente data dal numero di spire, ed ogni spira ha intensità di corrente i . Infine uguagliamo alla circuitazione e ritroviamo il campo magnetico.

OSSERVAZIONE. Gli esempi appena visti sono l'equivalente in elettrostatica del trovare il campo elettrico in condizioni di simmetria grazie alla legge di Gauss:

sfera con densità di carica uniforme \leftrightarrow filo percorso da corrente
 solenoide infinito \leftrightarrow piastre

3.4.2 Elettrostatica e magnetostatica a confronto

L'elettrostatica e la magnetostatica si riassumono in 4 equazioni.

$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$	$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$
$\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$	$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$

Notiamo che le equazioni sono ancora indipendenti, questo perché siamo nel caso statico e stazionario in cui i campi non dipendono dal tempo.

Siccome il gradiente del campo elettrico è nullo, esiste un campo scalare V tale che $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$: sostituendo nella prima equazione ottengo la legge di Poisson

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$$

Siccome la divergenza di B è nulla, esiste un potenziale vettore \vec{A} tale che $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$. Sostituendo questa equazione nella prima e sviluppando otteniamo

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{A}) &= \mu_0 \vec{j} \\ \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} &= \mu_0 \vec{j} \end{aligned}$$

Il potenziale V è sempre definito a meno di costanti, infatti quello che conta è la differenza di potenziale: in termini più rigorosi, la sua classe di equivalenza sarà $V \sim V + a$.

Nel caso del potenziale vettore A c'è qualcosa in più: se definisco $\vec{A} = \vec{A} + \vec{\nabla}\phi$ allora questo non cambia il campo magnetico:

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A} = \vec{\nabla} \times (\vec{A} + \vec{\nabla}\phi) = \vec{\nabla} \times \vec{A} + \cancel{\vec{\nabla} \times \vec{\nabla}\phi} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$$

perché il rotore del gradiente è nullo. Quindi il potenziale vettore A è definito a meno di una costante e a meno di un gradiente. Questo è un caso dell'*invarianza di Gauge*.

Analogamente al caso dell'elettrostatica, in cui fissando $V = 0$ all'infinito possiamo determinare una costante, fissiamo l'invarianza di Gauge in modo tale che la divergenza di \vec{A} sia nulla, cioè $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$. Se consideriamo un campo vettoriale \vec{A} la cui divergenza non è nulla, lo mappiamo sotto la trasformazione $\vec{A} \sim \vec{A} + \vec{\nabla}\phi$. Usiamo \vec{A}' con $\vec{\nabla} \cdot \vec{A}' = 0$ e lo scriviamo come

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla}\phi = 0 \implies \nabla^2\phi = -\vec{\nabla} \cdot \vec{A}$$

Ovvero scegliamo lo scalare ϕ in modo tale che il suo laplaciano sia come sopra. In questo modo ϕ sarà determinato da un'equazione differenziale del secondo ordine ed è detta *scelta di Gauge*.

Abbiamo così ottenuto che sia l'elettrostatica sia la magnetostatica sono soluzioni dell'equazione di Poisson, infatti componente per componente i laplaciani di \vec{A} sono

$$\nabla^2 \vec{A} = -\mu_0 \vec{j}$$

$$\nabla^2 A_x = \mu_0 j_x$$

$$\nabla^2 A_y = \mu_0 j_y$$

$$\nabla^2 A_z = \mu_0 j_z$$

$$\nabla^2 V = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$$

Così si riduce tutto a 4 equazioni di Poisson per i potenziali: una con il potenziale scalare per l'elettrostatica, e tre per la magnetostatica. Data una certa configurazione di ρ e \vec{j} , cioè intensità di carica e corrente posso determinare i potenziali e da essi i campi elettrici e magnetici.

Possiamo far vedere che la soluzione più generale, date condizioni al contorno fisiche, cioè V e \vec{A} vanno a 0 ad infinito, allora la soluzione di equazioni differenziali è data da

$$\vec{A}(\vec{r}) = \frac{\mu_0}{4\pi} \int \frac{\vec{j}(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV' \text{ dove } dV' = dx' dy' dz'$$

$$V(\vec{r}) = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int \frac{\rho(\vec{r}')}{|\vec{r} - \vec{r}'|} dV'$$

Vediamo ora nella pratica come usare queste soluzioni con delle situazioni che abbiamo già incontrato

ESEMPIO - SFERA CARICA UNIFORMEMENTE .

Ritroviamo il campo elettrico sia interno sia esterno di una sfera di raggio R carica unifor-

memente con $\vec{\rho}(\vec{r}) = \begin{cases} \rho & r < r_0 \\ 0 & r > r_0 \end{cases}$. Ci mettiamo in coordinate sferiche $\begin{cases} x = r \cos \varphi \sin \theta \\ y = r \sin \varphi \sin \theta \\ z = r \cos \theta \end{cases}$

e dopo qualche considerazione calcoliamo l'integrale $V(r)$ dato dall'equazione di Poisson:

- Calcoliamo in anticipo $dV' = (r')^2 \sin \theta' dr' d\theta' d\varphi'$
- Se scegliamo il punto in maniera furba abbiamo $|\vec{r} - \vec{r}'| = \sqrt{r^2 + (r')^2 - 2rr' \cos \theta'}$.
- L'integrale sarebbe definito fra 0 e $+\infty$, ma siccome ρ è definito solo all'interno della sfera ci limitiamo a r_0
- ρ è costante quindi lo portiamo via dall'integrale

Otteniamo così:

$$V(r) = \frac{\rho}{4\pi\epsilon_0} \int_0^{r_0} dr' \int_0^\pi d\theta' \int_0^{2\pi} d\varphi' \frac{(r')^2 \sin \theta'}{\sqrt{r^2 + (r')^2 - 2rr' \cos \theta'}} \quad \square$$

Per i passaggi successivi invece

1. operiamo un cambio di variabile $\begin{cases} u = \cos \theta' \\ du = -\sin \theta' \end{cases}$
2. l'integrale $\int_0^{2\pi} d\varphi' = 2\pi$ perché V non dipende da φ' .
3. siccome $y = \cos \theta'$ cambiamo i segni di integrazione spostando l'intervallo di integrazione su $[-1, 1]$
4. prestiamo attenzione alla derivata dell'argomento: semplifichiamo il 2, r esce dall'integrale, r' si semplifica ed otteniamo $\frac{\rho}{2\epsilon_0 r}$.
5. il modulo di numeri positivi (i raggi $r + r'$) è positivo, quindi togliamo il modulo.

$$\begin{aligned} \stackrel{(1,2,3)}{\square} \frac{\rho}{2\epsilon_0} \int_0^{r_0} dr' \int_{-1}^1 du \frac{-(r')^2}{\sqrt{r^2 + (r')^2 - 2rr'u}} &\stackrel{(4)}{=} \frac{\rho}{2\epsilon_0} \int_0^{r_0} dr' \frac{-(r')^2}{rr'} \sqrt{r^2 + (r')^2 - 2rr'u} \Big|_{-1}^1 = \\ &= \frac{\rho}{2\epsilon_0 r} \int_0^{r_0} dr' (-r') (|r - r'| - |r + r'|) \stackrel{(5)}{=} \frac{\rho}{2\epsilon_0 r} \int_0^{r_0} dr' r' (r + r' + |r - r'|) \end{aligned}$$

Ed è qui che distinguiamo il caso dentro la sfera e fuori dalla sfera:

- Fuori dalla sfera: $r > r_0$.
Siccome r' è integrato fra r e r_0 , allora siamo fuori dal range di integrazione di r' , quindi consideriamo $r > r'$.
Siccome ρ è la carica sul volume della sfera, cioè $\rho = \frac{q}{V_s} = \frac{q}{\frac{4}{3}\pi r_0^3}$, sostituisco in V e trovo il potenziale di Coulomb solito:

$$V(r) = \frac{\rho}{2\epsilon_0 r} \int_0^{r_0} (r')^2 dr' = \frac{qr_0^3}{3\epsilon_0 r} = \frac{qr_0^3}{\frac{4}{3}\pi r_0^3 r} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r}$$

Il campo elettrico allora è:

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V = \frac{\partial V}{\partial r} \hat{u}_r = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} \hat{u}_r$$

- Dentro la sfera: $r < r_0$.
Facendo l'integrale dobbiamo spezzarlo fra 0 ed r e poi da r a r_0 , per poi uscire con segno positivo o negativo in base al modulo più grande:

$$V = \frac{\rho}{2\epsilon_0} \left(\int_0^r dr' (2r')^2 + \int_r^{r_0} dr' 2rr' \right) = \frac{\rho}{2\epsilon_0} \left(\frac{2}{3} r^3 + r(r_0^2 - r^2) \right) = \frac{\rho}{2\epsilon_0} \left(r_0^2 - \frac{r^2}{3} \right)$$

$$\vec{E} = -\vec{\nabla}V = -\frac{\partial V}{\partial r}\hat{u}_r = \frac{\rho r}{3\epsilon_0}\hat{u}_r$$

Notiamo che il potenziale è continuo per $r = r_0$, inoltre coincide anche la loro derivata rispetto a r

Potenziale: In R è continua ed è continua anche la derivata prima: non ho cuspidi.

$$V(r) = \begin{cases} \frac{\rho}{2\epsilon_0}(r_0^2 - \frac{r^2}{3}) & r < r_0 \\ \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r} & r > r_0 \end{cases}$$

Il campo elettrico invece è lineare fino ad R e poi decade come $1/r^2$ $\vec{E}(r) = \begin{cases} \frac{\rho r}{3\epsilon_0} & r < r_0 \\ \frac{q}{4\pi\epsilon_0 r^2} & r > r_0 \end{cases}$

Siamo riusciti a fare l'integrale perché la configurazione è simmetrica. Abbiamo così ricavato un risultato già noto partendo dall'equazione di Poisson.

3.5 CAMPI ELETTRICI E MAGNETICI VARIABILI NEL TEMPO

Lo studio dei campi elettrici e magnetici variabili nel tempo parte da sperimentazioni di Faraday ed Henry sul fenomeno dell'induzione elettromagnetica. Maxwell lavorando a livello teorico sulla consistenza delle equazioni ha scoperto che un campo elettrico e variabile nel tempo produce un campo magnetico.

Esperimenti da cui possiamo dedurre l'induzione elettromagnetica:

- Consideriamo una spira con strumento che misura la corrente che sta passando nel circuito. Prendiamo un magnete qualunque che produca un campo magnetico di dipolo (come sempre). Avviciniamo il magnete alla spira con una certa velocità \vec{v} . Lo facciamo entrare nella spira circolare. Lo strumento a sinistra misura la corrente diretta in una data direzione. Nel circuito gira corrente in assenza di generatori. Riproduciamo lo stesso esperimento ma allontanando il magnete (cambiamo il verso della velocità, ma il campo magnetico è lo stesso). Notiamo che la corrente che circola è diretta nel verso opposto. Abbiamo così una produzione di differenza di potenziale (o forza elettromotrice) che produce un campo elettrico.
- Consideriamo una spira circolare a cui colleghiamo un generatore. La avviciniamo ad una spira che è collegata a uno strumento che misura la corrente. La spira con generatore in movimento si comporta esattamente come un campo magnetico, quindi avvicinandola con una certa velocità \vec{v} all'altra spira, lo strumento attaccato ad essa misura una corrente. Se la allontaniamo la corrente gira in senso opposto.
- Esperimento di Faraday: dato un cilindretto di ferro su cui avvolgiamo tantissime spire (solenoidi con l'anima in ferro), mettiamo un interruttore ed un generatore. Con l'interruttore aperto non abbiamo campo magnetico. Mettiamo una spira circolare di fianco a cui attacchiamo un circuito con il solito rilevatore. Ad interruttore aperto non c'è campo magnetico né corrente generata. Alla chiusura dell'interruttore si crea un campo magnetico che genera corrente segnalata dallo strumento in una certa direzione, che dura per qualche istante, e poi si ferma. Appena chiudiamo l'interruttore osserviamo una corrente. Quando il campo magnetico si stabilizza e non varia più nel tempo allora non osserviamo più corrente. Riaprendo l'interruttore non abbiamo più campo magnetico, ma per un istante osserviamo una corrente diretta nella direzione opposta. Siccome il campo magnetico va dal massimo a 0, abbiamo una variazione dello stesso nel tempo e quindi abbiamo generato corrente.

Da queste osservazioni sperimentali si deduce la *legge di Faraday*.

DEFINIZIONE 3.5.1. - LEGGE DI FARADAY .

La forza elettromotrice generata (detta *indotta*, perché è indotta dal campo magnetico) è

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi_\Sigma(\vec{\mathbf{B}})}{dt}$$

Cioè la forza elettromotrice è prodotta da un campo (anzi di più flusso) magnetico variabile nel tempo. Avvicinando la spira invece del campo magnetico cambia il flusso e si produce corrente. Quello che misuro negli esperimenti è l'intensità di corrente, non la forza elettromotrice. Ma grazie alle leggi di Ohm ricavo la \mathcal{E} per un circuito con resistenza R :

$$i = - \frac{1}{R} \frac{d\Phi_\Sigma(\vec{\mathbf{B}})}{dt}$$

OSSERVAZIONE. Una forza elettromotrice è prodotta da un campo elettrico *non* conservativo, in particolare è proprio la definizione di \mathcal{E} come circuitazione del campo elettrico, possiamo così riscrivere la legge di Faraday come

$$\mathcal{E} = \oint \vec{\mathbf{E}} \cdot d\vec{\mathbf{s}} \implies \oint \vec{\mathbf{E}}_i \cdot d\vec{\mathbf{s}} = - \frac{d\Phi(\vec{\mathbf{B}})}{dt}$$

Quella del campo elettrostatico però è nulla: infatti sono i contributi non conservativi a produrre la forza elettromotrice.

Ad esempio la pila di Volta mantiene separazione di carica costante perché l'energia chimica (esterna che entra nel sistema) è convertita in elettrica.

DEFINIZIONE 3.5.2. - LEGGE DI LENZ .

La forza elettromotrice indotta è tale da opporsi alla causa che l'ha generata.

OSSERVAZIONE. Pensando all'esperimento delle spire, se una si avvicina all'altra con velocità $\vec{\mathbf{v}}$, il flusso del campo magnetico aumenta perché più linee di forza entrano nell'altra spira. La forza elettromotrice quindi si oppone alla variazione del flusso del campo magnetico ed è questo il motivo del segno – nella legge di Faraday.

Notiamo che la legge è formulata in modo tale che sia la variazione del *flusso* del campo magnetico a generare \mathcal{E} . Come facciamo a generare una forza elettromotrice indotta? Ricordiamo che il flusso è dato da:

$$\Phi_\Sigma(\vec{\mathbf{B}}) = \int_\Sigma \vec{\mathbf{B}} \cdot \hat{\mathbf{u}}_n d\Sigma$$

Cosa possiamo cambiare nel tempo?

- $\vec{\mathbf{B}}$ nel tempo
- l'angolo della spira rispetto al campo magnetico, questo perché abbiamo un prodotto scalare: muovere una spira all'interno di un campo magnetico non uniforme
- la superficie: cambia l'area

Vedremo che la seconda e la terza causa sono effetti della forza di Lorentz. Quindi solo la variazione di $\vec{\mathbf{B}}$ nel tempo non è prevista dalle leggi usate finora.

Ricordiamo la legge di Faraday: esiste una forza elettromotrice \mathcal{E} indotta da una variazione del flusso magnetico, ad esso proporzionale attraverso un circuito. Essa esisterebbe anche senza un circuito, ma per vederla serve metterne uno.

Motivi che potrebbero portare alla generazione della f.e.m. \mathcal{E} sono:

- variazione forma circuito, che cambia la superficie Σ
- variazione dell'angolo tra \vec{B} e Σ
- variazione di \vec{B} nel tempo
- spostamento rigido del circuito

Andremo a vedere che nell'ultimo caso la f.e.m. non è un effetto nuovo: è una conseguenza della forza di Lorentz, l'unico effetto veramente nuovo è la variazione di \vec{B} nel tempo perché non è previsto dalle leggi che già conosciamo.

Questa dimostrazione ci permetterà di derivare in forma differenziale legge di Faraday.

DIMOSTRAZIONE. Immaginiamo di avere un circuito in un campo magnetico non uniforme. Immaginiamo che si sposti leggermente: all'istante $t + dt$ è in una posizione diversa da quella precedente con velocità \vec{v} . Il piccolo intervallo su cui si è spostato è $d\vec{r} = \vec{v}dt$.

Sul filo ci sono delle cariche libere che subiscono una forza per il fatto di essere immerse in un campo magnetico \vec{B} . Ogni singola carica libera subisce la forza di Lorentz: $\vec{F} = e\vec{v} \times \vec{B}$ e il campo elettrico indotto per ogni particella che sta lì sopra è $\vec{E}_i = \frac{\vec{F}}{e} = \vec{v} \times \vec{B}$ e tende a far girare le cariche.

Questo è simile all'effetto Hall(?), perché è un esempio di campo elettrico indotto da forza di Lorentz.

Se le cariche si stanno muovendo con velocità ortogonale al circuito punto per punto guardiamo come sono diretti il campo magnetico e la velocità della spira il campo elettrico generato fa girare intorno le cariche.

La f.e.m. indotta è pari alla circuitazione del campo elettrico, ma non sarà conservativo, poi siccome stiamo assumendo \vec{B} non uniforme ma costante nel tempo (esso dipende dalla posizione, le derivate sulla posizione non sono nulle).

la derivata rispetto al tempo può uscire dall'integrale, ma $d\vec{s}$ è parallelo e rimane uguale, infatti è il vettore spostamento lungo la spira punto per punto tangente al circuito, invece $d\vec{r}$ è ortogonale alla spira e indica lo spostamento che sta facendo il circuito nello spazio

$$\begin{aligned}\mathcal{E}_i &= \Gamma_\gamma(\vec{E}_i) = \oint \vec{E}_i \cdot d\vec{s} = \oint \vec{v} \times \vec{B} \cdot d\vec{s} = \\ &= \oint d\vec{s} \times \vec{v} \cdot \vec{B} = \oint d\vec{s} \times \frac{d\vec{r}}{dt} \cdot \vec{B} = \frac{d}{dt} \oint_\gamma d\vec{s} \times d\vec{r} \cdot \vec{B} \quad \square\end{aligned}$$

Adesso immaginiamo la superficie laterale: abbiamo una sorta di cilindro sbilenco dallo spostamento nel tempo del circuito. Se consideriamo $d\vec{s} \times d\vec{r}$, esso punta in direzione ortogonale alla superficie laterale ed integrandolo lungo tutta la spira otteniamo tutta la superficie laterale, possiamo infatti considerarlo come l'elemento infinitesimo di superficie $d\Sigma_l \cdot \hat{u}_n = d\vec{s} \times d\vec{r}$. Infatti data γ curva bordo di una base, l'area laterale del cilindro è l'integrale lungo la coordinata su cui costruisco il cilindro ($d\vec{s}$) prodotto vettoriale con vettore spostamento lungo la direzione verticale in cui sto costruendo il cilindro e di modulo l'altezza del cilindro: nel nostro caso $d\vec{r}$ è piccolo, quindi abbiamo

$$d\Sigma_l, \text{ ovvero } \Sigma_l \cdot \hat{\mathbf{u}}_n = \oint_{\gamma} d\vec{s} \times d\vec{r}.$$

Tornando all'integrale

$$\equiv \frac{d}{dt} \int_{\Sigma_l} \vec{\mathbf{B}} \cdot \hat{\mathbf{u}}_n d\Sigma_l$$

Abbiamo quindi trovato che la f.e.m. indotta è il flusso del campo magnetico attraverso la superficie laterale infinitesima, detto anche *flusso tagliato*

$$\mathcal{E}_i = \frac{d}{dt} \Phi_{\Sigma_l}(\vec{\mathbf{B}})$$

Ricapitolando quanto visto finora: tutte le cariche subiscono un campo elettrico, per ottenere la f.e.m. dobbiamo integrare sul circuito e riusciamo a portare avanti la derivata rispetto al tempo, avendo così l'integrale lungo la superficie laterale infinitesima del cilindretto.

Non è ancora quello che vogliamo, dobbiamo considerare la differenza di flusso fra la spira nella posizione 1 e 2, posta la notazione Σ_1 superficie che finisce sul circuito prima dello spostamento, mentre Σ_2 dopo lo spostamento: sono le superfici di base prima e dopo lo spostamento. Dato $\Delta\Phi = \Phi_{\Sigma_2}(\vec{\mathbf{B}}) - \Phi_{\Sigma_1}(\vec{\mathbf{B}})$ sappiamo che il flusso attraverso una superficie chiusa del campo magnetico è nullo $\Phi_{\Sigma}(\vec{\mathbf{B}}) = 0$. La superficie chiusa Σ che stiamo considerando è la superficie su cui finisce il circuito $\Sigma = \Sigma_1 \cup \Sigma_2 \cup \Sigma_l$, per cui $\Phi_{\Sigma}(\vec{\mathbf{B}}) = \Phi_{\Sigma_2}(\vec{\mathbf{B}}) - \Phi_{\Sigma_1}(\vec{\mathbf{B}}) + \Phi_{\Sigma_l}(\vec{\mathbf{B}}) = 0$. La superficie chiusa Σ che stiamo considerando è $\Sigma = \Sigma_1 \cup \Sigma_2 \cup \Sigma_l$, per cui $\Phi_{\Sigma}(\vec{\mathbf{B}}) = \Phi_{\Sigma_2}(\vec{\mathbf{B}}) - \Phi_{\Sigma_1}(\vec{\mathbf{B}}) + \Phi_{\Sigma_l}(\vec{\mathbf{B}}) = 0$.

Segue che

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d}{dt} \Phi_{\Sigma}(\vec{\mathbf{B}}) = -\lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Phi_{\Sigma_2}(\vec{\mathbf{B}}) - \Phi_{\Sigma_1}(\vec{\mathbf{B}})}{\Delta t}$$

□

Abbiamo così dimostrato che per uno spostamento rigido la forza elettromotrice indotta \mathcal{E} è una conseguenza della forza di Lorentz. La stessa cosa vale per variazioni della forma o dell'angolo. Per spiegare la f.e.m. indotta quando la spira si muove o cambia angolo o cambia forma non servono leggi nuove perché sono effetti della forza di Lorentz. Quello che non è previsto è la f.e.m. per effetto di variazione del campo magnetico $\vec{\mathbf{B}}$, cioè $\frac{\partial \vec{\mathbf{B}}}{\partial t} \rightarrow \vec{\mathbf{E}}_i$ per spiegarlo infatti vanno modificate le nostre leggi.

Riscriviamo la forza elettromotrice indotta

$$\begin{aligned} \mathcal{E}_i &= -\frac{d}{dt} \Phi_{\Sigma}(\vec{\mathbf{B}}) \\ \xRightarrow{teo.div.} \int_{\partial\Sigma} \vec{\mathbf{E}}_i \cdot d\vec{s} &= -\frac{d}{dt} \int_{\Sigma} \vec{\mathbf{B}} \cdot \hat{\mathbf{u}}_n d\Sigma \end{aligned}$$

con curva γ su cui il campo elettrico ha circuitazione non nulla, Σ che finisce sulla curva γ : abbiamo così un certo campo magnetico che attraversa Σ e produce un flusso. Vogliamo considerare solo un campo magnetico che cambia nel tempo, quindi un circuito fisso e non deformato

$$\begin{aligned} \int_{\partial\Sigma} E_i \cdot d\vec{s} &= -\int_{\Sigma} \frac{\partial \vec{\mathbf{B}}}{\partial t} \cdot \hat{\mathbf{u}}_n d\Sigma \\ \xRightarrow{teo.rot.} \int_{\Sigma} \vec{\nabla} \times \vec{\mathbf{E}} \cdot \hat{\mathbf{u}}_n d\Sigma &= -\int_{\Sigma} \frac{\partial \vec{\mathbf{B}}}{\partial t} \cdot \hat{\mathbf{u}}_n d\Sigma \end{aligned}$$

Siccome deve valere per ogni Σ , per un campo non conservativo la legge è

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (3.11)$$

Abbiamo dunque una modifica quando il campo magnetico è dipendente dal tempo: esso produce un campo elettrico non conservativo o f.e.m. indotta.

Questa è la 2^a legge di Maxwell o forma differenziale della legge di Faraday

Tutti i fenomeni sperimentali che abbiamo visto derivano da questa, che è più specifica di quella integrale che contiene cose che derivano dalla legge di Lorentz. Infatti la legge di Faraday combina quella di Lorentz e Maxwell: tiene conto sia della f.e.m. da Lorentz e del campo magnetico variabile rispetto al tempo.

Adesso riscriviamo la legge anche per i potenziali.

Una legge che non subisce variazioni è $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$, cioè \vec{B} può essere scritto come il rotore di un campo $\exists \vec{A}$ tale che $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$. Quello che invece cambia è la descrizione del campo elettrico come $\vec{E} = -\vec{\nabla}V$, che non sarà più sufficiente. Dalla 2^a legge di Maxwell abbiamo

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\frac{\partial}{\partial t} (\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \\ \vec{\nabla} \times \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) &= 0 \implies \vec{\nabla} \left(\vec{E} + \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \right) = 0 \\ \implies \vec{E} &= -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla}V \end{aligned}$$

Quindi nel caso non statico abbiamo un termine in più: aggiungendo la derivata di \vec{A} rispetto al tempo riotteniamo i campi dai potenziali con $\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla}V$ e $\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$. Resta comunque il fatto che li possiamo determinare univocamente ma per \vec{E} devo coinvolgere anche la derivata. Quando affronteremo la relatività ristretta vedremo una formulazione più elegante.

Abbiamo così approcciato lo studio dell'elettrodinamica, che mischia elettricità e magnetismo quando si influenzano a vicenda. Vedremo un quadro generale nella relatività ristretta invariante per trasformazioni di Lorentz: sarà tutto contenuto in potenziali vettore \vec{A} e potenziale scalare V .

Applicativo

3.6 AUTOFLUSSO E INDUTTANZA

Autoflusso Sappiamo che una spira in cui circola corrente produce campo magnetico di dipolo quale

$$\vec{B} = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \oint \frac{d\vec{s} \times \hat{u}_r}{r^2}$$

ma a sua volta il campo magnetico della spira produce un flusso non nullo attraverso la spira stessa, detto *autoflusso* e

$$\Phi_{\Sigma}(\vec{B}) = \int \vec{B} \cdot \hat{u}_n d\Sigma \quad \square$$

ma \vec{B} è il campo magnetico stesso generato dalla spira, dato dalla 1^a legge elementare di Laplace: $\vec{B} = \frac{\mu_0 i}{4\pi} \oint \frac{d\vec{s} \times \hat{u}_r}{r^2} d\Sigma$, quindi:

$$\equiv \frac{\mu_0 i}{4\pi} \int_{\Sigma} \oint_{\gamma} \frac{d\vec{s} \times \hat{u}_r}{r^2} d\Sigma$$

Ci interessa che questi integrali dipendano esclusivamente dalla geometria, e l'unica cosa che non dipende dalla geometria è l'intensità di corrente i che possiamo regolare in laboratorio. Quindi definiamo come *induttanza* la quantità che dipende solo dalla forma del circuito, perché il campo magnetico è autogenerato dalla spira stessa:

$$L = \frac{\mu_0}{4\pi} \int_{\Sigma} \oint \frac{d\vec{s} \times \hat{u}_r}{r^2} d\Sigma \quad (3.12)$$

Inoltre L può dipendere eventualmente dal materiale contenuto nella spira, ma è un argomento che tratteremo con il magnetismo nella materia.

L'autoflusso sarà quindi:

$$\Phi_{\Sigma}(\vec{B}) = Li \quad (3.13)$$

In conclusione l'autoflusso di un qualsiasi circuito è proporzionale all'intensità di corrente con costate di proporzionalità dipendente solo dalla geometria. Questa situazione è molto simile a quella del condensatore: differenza di potenziale, capacità dipendente solo da forma (???).

ESEMPIO - INDUTTANZA DI UN SOLENOIDE (NON INFINITO).

Di solito si usano i solenoidi per creare l'induttanza. Infatti sappiamo che il campo magnetico in un solenoide infinito è $B = \mu_0 i n$ con n densità lineare di spire. Prendiamo il solenoide di una lunghezza d molto maggiore del diametro R ($d \gg R$) per avere l'approssimazione che sia infinito trascurando gli effetti di bordo.

Siccome il campo magnetico è costante il flusso attraverso Σ che taglia il solenoide è dato dal flusso sulla singola spira di superficie Σ per il numero totale di spire N , abbiamo

$$\Phi(B) = \Sigma B N = \mu_0 i n^2 \Sigma d$$

Infatti per un solenoide circolare $\Sigma = \pi R^2 = \mu_0 i$ (??) e $N = nd$.

Quindi l'induttanza è

$$L = \mu_0 n^2 \Sigma d$$

Posso calcolarla anche per unità di lunghezza

Notiamo la somiglianza con il caso delle piastre del condensatore: per produrre campo elettrico costante usavamo due piastre e trascuravamo gli effetti di bordo, qui abbiamo il solenoide e trascuriamo gli effetti di bordo considerandolo molto lungo.

Unità di misura dell'induttanza
lo leggo dalla definizione
H di Henry

ESEMPIO. Solenoide rettilineo $n = 10^3$ spire al metro, superficie $\Sigma = 100 \text{ cm}^2$ induttanza per unità di lunghezza $L = 4\pi 10^{-2}$

In laboratorio riempiamo il solenoide di materiale ferromagnetico che aumenta notevolmente il campo magnetico, poi il flusso e di conseguenza l'induttanza.

3.6.1 Autoinduzione

L'induttanza è importante per l'autoinduzione: ogni volta che c'è una variazione di flusso del campo magnetico attraverso una superficie Σ abbiamo una f.e.m. $\mathcal{E}_i = -\frac{d\Phi_\Sigma(\vec{B})}{dt}$. Possiamo anche avere una variazione dell'autoflusso, ed è detta *autoinduzione*. Siccome $\Phi_\Sigma(\vec{B}) = Li$ sostituendo sopra otteniamo:

$$\begin{aligned}\mathcal{E} &= -\frac{d\Phi_\Sigma(vbaB)}{dt} = -\frac{d}{dt}(Li) = -L\frac{di}{dt} \\ \implies \mathcal{E} &= -L\frac{di}{dt}\end{aligned}$$

In conclusione ogni corrente che varia nel tempo ha f.e.m. che fa cambiare la corrente stessa.

applicazione induttanza in laboratori

3.6.2 Circuito RL

Vediamo ora un'applicazione dell'induttanza nei laboratori e vedremo che hanno delle similitudini con i circuiti RC.

Fisicamente prendiamo il circuito aperto, lo chiudiamo e il generatore produce f.e.m.. Le cariche cominciano a girare, circolano nel solenoide, il quale produce un campo magnetico \vec{B} che produce una variazione di flusso, la quale tende ad opporsi a quello che l'ha generato. Abbiamo così una f.e.m. nella direzione opposta, per effetto della legge di Lentz:

$$\mathcal{E}_i = -L\frac{di}{dt}$$

Siccome L si oppone alla circolazione di corrente, ci impiega un po' ad arrivare a regime. Notiamo che è l'opposto di quello che succedeva nei condensatori: la corrente tende a partire più lentamente a causa dell'induttanza, che agisce come una sorta di inerzia. Ora il potenziale ai capi del resistore è:

$$V = \mathcal{E} + \mathcal{E}_i = Ri \implies \mathcal{E} - L\frac{di}{dt} = Ri$$

Ritroviamo un'equazione differenziale come nel caso del condensatore, risolviamola integrando da $t = 0$ fino a t :

$$\begin{aligned}\mathcal{E} - Ri &= L\frac{di}{dt} \\ \int_0^{i(t)} \frac{di}{\mathcal{E} - Ri} &= \int_0^t \frac{dt}{L} \\ -\frac{1}{R} \log\left(\frac{\mathcal{E} - Ri(t)}{\mathcal{E}}\right) &= \frac{t}{L} \\ \mathcal{E} - Ri(t) &= \mathcal{E} e^{-\frac{Rt}{L}} \\ \implies i(t) &= \frac{\mathcal{E}}{R} \left(1 - e^{-\frac{Rt}{L}}\right) = \frac{\mathcal{E}}{R} (1 - e^{-\tau t})\end{aligned}$$

In termini di dimensioni $L/R=s$ e $R/L = \tau$ All'inizio l'intensità di corrente è forte, la f.e.m. che abbiamo è grande all'inizio, ma man mano che la corrente cresce tende ad arrivare a valore costante, la derivata tende a 0 e f.e.m. tende anch'essa a 0. La f.e.m. indotta è

$$\mathcal{E}_i = -L\frac{di}{dt} = -L\frac{R}{L} \mathcal{E} e^{-\frac{Rt}{L}} = -\mathcal{E} e^{-\frac{Rt}{L}}$$

3.6.2.1 Confronto con circuiti RC

Nei circuiti RC succedeva l'opposto, sia per l'intensità di corrente sia per la differenza di potenziale:

$$RL : \tau = RC \text{ cioè si oppone subito}$$

$$RC : \tau = \frac{R}{L} \text{ cioè si oppone asintoticamente}$$

$i(t) = ()$??? è detta *extracorrente di chiusura* Sarà più interessante nel caso della corrente alternata, con circuiti RLC

3.6.2.2 Considerazioni energetiche del circuito RL

Per i condensatori c'è il bilancio energetico: il generatore ha una certa potenza, l'energia viene dissipata nella resistenza, nel condensatore parte dell'energia era immagazzinata come differenza di potenziale fra le due piastre $U_C = \frac{1}{2} \frac{q^2}{C}$ e da qui avevamo dedotto una densità di energia di campo elettrico, immagazzinata fra le due piastre $\mu_E = \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2$ in un volume V è $U_E = \int_V \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 dV$ dal caso specifico del condensatore avevamo dedotto l'energia associata ad un campo elettrico, ma vale in generale la definizione di densità di energia

equivalente per il caso degli "induttori":

- potenza generata dal generatore $P = Vi$, quindi $P_g = \mathcal{E}i$ è la potenza erogata dal generatore
- potenza dissipata dalla resistenza $P_R = i^2 R$
- potenza associata all'induttanza V f.e.m. indotta: $P_L = \mathcal{E}_i i = -Li \frac{di}{dt}$ si accumula in modo proporzionale alla derivata dell'intensità di corrente

Allora se la d.d.p. ai capi del condensatore è $\mathcal{E} = Ri + L \frac{di}{dt}$ si ottiene: $\mathcal{E}_i = Ri^2 + Li \frac{di}{dt}$.

Otteniamo così $P_g = P_R + P_L$.

Per avere l'energia immagazzinata nell'induttanza dobbiamo calcolare l'integrale fra 0 è ∞ visto che abbiamo un comportamento asintotico:

$$U_L = \int_0^{+\infty} P_L dt = \int_0^{+\infty} Li \frac{di}{dt} dt = \int_0^{+\infty} Li di = \frac{1}{2} Li_\infty^2$$

con $i_\infty = \lim_{t \rightarrow +\infty} \frac{\mathcal{E}}{R}$ corrente che circola a regime l'energia immagazzinata dall'induttore è

$$U_L = \frac{1}{2} Li_\infty^2 = \frac{1}{2} L \frac{\mathcal{E}^2}{R^2}$$

Per completare il parallelismo con il condensatore, l'energia è accumulata nell'induttore, in cui c'è campo magnetico che si porta l'energia. L'energia è associata al fatto che prima non c'era un campo magnetico e adesso c'è. Ma com'è immagazzinata? Prendiamo un solenoide infinito $L = \mu_0 \Sigma n^2 d$ inseriamolo nella formula di U_L $U_L = \frac{1}{2} \mu_0 \Sigma d n^2 i^2 = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} \Sigma d$ siccome in un solenoide $B = \mu_0 i n$ e Σd è il volume del solenoide

quindi per induttori

- $U_L = \frac{1}{2} Li^2$
- densità di energia del campo magnetico $\mu_B = \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0}$
- $U_B = \int_V \frac{1}{2} \frac{B^2}{\mu_0} dV$

è una cosa valida in generale: ogni volta che ho \vec{E} e \vec{B} si crea densità di energia u_E e u_B , e se ci sono entrambi allora si sommano. L'energia del campo elettromagnetico sarà quindi

$$U = \frac{1}{2} \left(\epsilon_0 E^2 + \frac{B^2}{\mu_0} \right) \quad (3.14)$$

che è vera per qualsiasi campo elettrico e magnetico. questa formula si può anche derivare dal formalismo hamiltoniano.

Abbiamo visto che campi variabili nel tempo producono altri campi: abbiamo visto che tramite l'analisi della legge di Faraday un campo magnetico variabile nel tempo produce f.e.m. e quindi campo elettrico indotto. Maxwell voleva unire l'interazione elettrica e magnetica in una sola, e se n'è accorto con la *corrente di spostamento*. Come nome è fuorviante, ma il modo di accorgersene è semplice.

Partiamo dalla legge di Ampère, che abbiamo derivato nel caso statico, e andremo a derivare la legge di Ampère-Maxwell

$$\oint \vec{B} d\vec{s} = \mu_0 i$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$$

Ma non è compatibile con la conservazione della carica: prendiamo la divergenza della seconda equazione:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{j}$$

A sinistra è immediatamente nullo, quindi è compatibile con densità di corrente elettrica solenoidale $\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = 0$.

Quindi la legge di Ampère è consistente solo se la corrente \vec{j} è solenoidale, cioè ha divergenza nulla.

In realtà vorremmo l'equazione di continuità: $\vec{\nabla} \cdot \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$, cioè se in un certo volume di spazio c'è carica, tutta quella che passa nella superficie esce e produce carica (?), non si crea nè si distrugge: se non è zero abbiamo corrente elettrica, quindi un flusso di corrente elettrica. Se abbiamo un volume con carica elettrica, se esce allora la corrente \vec{j} ha un flusso non nullo nella superficie che determina il volume: è un modo locale di formulare la conservazione della carica.

Tale equazione ci suggerisce come correggere la legge di Ampère. Sappiamo che $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$ se questa è vera allora possiamo scrivere $\rho = \epsilon_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{E} \implies \frac{\partial \rho}{\partial t} = \epsilon_0 \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ vorremmo quindi aggiungere il termine $\vec{\nabla} \cdot \vec{j} \frac{\partial \rho}{\partial t}$, ma abbiamo appena visto che è pari a $\epsilon_0 \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ Quindi aggiungiamo un pezzo tale che dopo la divergenza abbiamo $\frac{\partial \rho}{\partial t}$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (3.15)$$

arriviamo quindi alla legge di Ampère Maxwell appena scritta

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{\nabla} \cdot \vec{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \vec{\nabla} \cdot \vec{E}}{\partial t}$$

Per ottenere la forma integrale della legge dobbiamo scrivere i flussi attraverso una superficie Σ ricordando che $\mu_0 \epsilon_0 = \frac{1}{c^2}$

$$\int_{\Sigma} \vec{\nabla} \times \vec{B} \cdot \hat{u}_n d\Sigma = \mu_0 \int_{\Sigma} \vec{j} \cdot \hat{u}_n d\Sigma + \frac{1}{c^2} \frac{\partial}{\partial t} \int_{\Sigma} \vec{E} \cdot \hat{u}_n d\Sigma$$

$$\stackrel{teo.rot.}{\implies} \Gamma_{\partial\Sigma}(\vec{B}) = \oint_{\Sigma} \vec{B} \cdot d\vec{s} = \mu_0 i + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \Phi_{\Sigma}(\vec{E})}{\partial t}$$

Quanto visto è l'analogo della legge di Faraday: un cambiamento del flusso del campo elettrico genera un contributo addizionale alla circuitazione.

Denominiamo *corrente di spostamento* il termine $i_S = \varepsilon_0 \frac{\partial \Phi_{\Sigma}(\vec{E})}{\partial t}$.

Invece la densità di corrente $\vec{j}_S = \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$ è detta *densità di corrente di spostamento* perché combinandola con un contributo pari a \vec{j} , potrei definire una \vec{j} totale:

$$\vec{j}_{TOT} = \vec{j} + \vec{j}_S$$

$$\text{quindi } \vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}_{TOT}$$

$$\text{da cui otteniamo un campo solenoidale: } \vec{\nabla} \cdot \vec{j}_{TOT} = \vec{\nabla} \cdot \vec{j} + \underbrace{\vec{\nabla} \cdot \vec{j}_S}_{= \frac{\partial \rho}{\partial t}} = 0$$

Vediamo perché deve essere necessaria questa corrente.

Prendiamo un circuito RC: per la consistenza della legge di Ampère, qualsiasi corrente metta a destra deve essere la stessa (?)

Maxwell ha risolto il problema considerando due superfici aperte: sia Σ_1 bolla che entra fra le due piastre del condensatore e finisce sulla stessa curva γ prima delle piastre del condensatore e sia Σ_2 bolla che finisce su γ ma va solo sul filo e non incontra il condensatore.

Quindi si ha per costruzione che:

- i loro bordi coincidono $\partial\Sigma_1 = \partial\Sigma_2$
- Σ_1 contiene un'armatura
- Σ_2 contiene il filo ma non l'armatura

Accendiamo la corrente e circola, il flusso di \vec{j} attraverso le superfici è:

$$\int_{\Sigma_2} \vec{j} \cdot d\vec{s} = i$$

$$\int_{\Sigma_1} \vec{j} \cdot \hat{u}_n d\Sigma = 0$$

infatti fra le piastre del condensatore non circola carica!

Notiamo così che la corrente \vec{j} da sola non è solenoidale, se lo fosse questi due contributi dovrebbero essere uguali: è un altro modo per accorgersi che la corrente \vec{j} da sola non è solenoidale. Sembra che fra le piastre ci sia un'interruzione di corrente, ma in realtà abbiamo il contributo addizionale.

Ricordiamo che è stato detto che nelle piastre abbiamo un campo elettrico che sta variando, esso diventa più intenso man mano che si carica; se varia abbiamo un contributo non nullo dalla corrente di spostamento, quindi il flusso in Σ_1 non è 0 ma è pari alla corrente di spostamento.

Con questa correzione è ripristinato che \vec{j}_{TOT} sia solenoidale.

Ecco così spiegato il termine: nonostante la presenza del condensatore, gira corrente, detta così corrente di spostamento anche se non è una vera e propria corrente. Il fenomeno vero infatti è che la variazione del campo elettrico produce un campo magnetico. L'equazione fisica è quella di continuità: $\vec{\nabla} \cdot \vec{j} = \frac{\partial \rho}{\partial t}$ e la corrente \vec{j} deve compensare variazione di carica.

Perché non ci si era mai accorti di questo fatto? Sperimentalmente il contributo aggiuntivo è molto difficile da derivare: infatti $\mu_0 \varepsilon_0 = \frac{1}{c^2}$, quindi il contributo è molto

piccolo. Quindi è stato un grande successo della fisica teorica per avere consistenza interna delle equazioni.

EPILOGO

3.7 EQUAZIONI DI MAXWELL

Siamo così arrivati a formulare l'ultima legge mancante. Ora possiamo scrivere le equazioni di Maxwell, che sono:

1. Legge di Gauss: $\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\epsilon_0}$
2. $\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$
3. $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$, cioè \vec{B} è un campo solenoidale per qualsiasi dipendenza dal tempo
4. legge di Ampère Maxwell: $\vec{\nabla} \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$

L'elettrodinamica classica nel vuoto è data da queste 4 equazioni.

Abbiamo come *conseguenze*:

- L'equazione di continuità:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{j} + \frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$$

- risolvendo possiamo trovare campo elettrico e magnetico, e per trovare dinamica serve come agiscono i campi su una carica, cioè serve la forza di Lorentz:

$$\vec{F} = q(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$$

- densità di energia dei campi:

$$\mu = \frac{1}{2} \left(\epsilon_0 E^2 + \frac{B^2}{\mu_0} \right)$$

Queste sono le equazioni fondamentali dell'elettrodinamica classica nel vuoto.

Abbiamo già visto molte proprietà, ricapitoliamo quelle delle equazioni di Maxwell nel vuoto.

La prima cosa che ci chiediamo è: se spegnessimo le sorgenti quale sarebbe la soluzione nel vuoto? Per sorgenti intendiamo ρ e \vec{j} , infatti con esse determiniamo i campi elettrico e magnetico.

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

Notiamo che hanno una certa simmetria: abbiamo già studiato delle soluzioni statiche come una carica che si comporta come sfera carica. Possiamo avere anche soluzioni meno statiche: uno dei due può dipendere dal tempo e si scambiano fra loro

Una conferma cruciale delle equazioni di Maxwell è che ci vediamo: una soluzione delle equazioni è anche la luce, che è un'onda elettromagnetica.

Infatti la soluzione generale è un'onda elettromagnetica che si propaga alla velocità della luce abbiamo così capito che la luce è in realtà un'oscillazione di campi elettrici e magnetici: si tratta solo di un'onda elettromagnetica con data frequenza che siamo in grado di rilevare.

3.7.1 Potenziali

Guardando le equazioni di cui sopra possiamo riscriverle in termini di potenziali. Per il campo magnetico è semplice visto che è solenoidale

$$\vec{B} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$$

Nel caso dinamico invece il rotore elettrico non è nullo e dobbiamo aggiungere un termine

$$\vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} V$$

Ricordiamo che il potenziale vettore \vec{A} è definito solo a meno di gradiente:

$$\vec{A} \sim \vec{A} + \vec{\nabla} \phi$$

cioè possiamo traslarla di un qualsiasi potenziale gradiente ed è lo stesso. Ma se ϕ dipende dal tempo non è più una simmetria del campo elettrico, infatti

$$\vec{E} \rightarrow -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \vec{\nabla} V$$

non è più da sola una simmetria, ma abbiamo anche un suggerimento perché sia simmetrico: basta definire $\vec{\nabla} V' = \vec{\nabla} \frac{\partial \phi}{\partial t} - \vec{\nabla} V$. Quindi definiamo la classe d'equivalenza come

$$V \sim V - \frac{\partial \phi}{\partial t}$$

In questo modo coinvolgiamo due trasformazioni contemporaneamente per la classe d'equivalenza, *invarianza di Gauge*.

Vorrei usare le equazioni di Maxwell per ricavare i potenziali: esattamente come nel caso statico con le equazioni di Poisson, ma ora lo facciamo nel caso dinamico.

Possiamo usare l'invarianza per fissare $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial V}{\partial t} = 0$, in tal senso è anche detta *scelta di Gauge*, che è un modo da fisici di dire scelta di un rappresentante in una classe di equivalenza. Nel caso statico avevamo $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} = 0$.

Possiamo farlo grazie all'invarianza: se $\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial V}{\partial t} \neq 0$ allora definiamo $\begin{cases} \vec{A}' = \vec{A} + \vec{\nabla} \phi \\ V' = V - \frac{\partial \phi}{\partial t} \end{cases}$.

Sostituiamo ed otteniamo

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{A}' - \nabla^2 \phi + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = D$$

Fissiamo il valore del campo ϕ in modo che $\vec{\nabla} \cdot \vec{A}' + \frac{1}{c^2} \frac{\partial V'}{\partial t} = 0$ ed otteniamo

$$\nabla^2 \phi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \phi}{\partial t^2} = -D$$

Definiamo ora un operatore box, detto operatore d'alambertiano (da D'Alambert)

$$\square = \nabla^2 - \frac{\partial^2}{\partial t^2} \quad (3.16)$$

Quindi $\square\phi = -D$.

$$\begin{aligned} \text{? partiamo dal } \begin{cases} \vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \times \vec{A}) \\ \vec{E} = -\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla}V \end{cases} & \text{ Sostituendo si ha} \\ \vec{\nabla} \times \vec{B} = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \times \vec{A}) = \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} \end{aligned}$$

Scritta in termini di potenziali la 4^a equazione di Maxwell diventa

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \times \vec{B} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} &= \mu_0 \vec{j} \\ \Rightarrow \vec{\nabla}(\vec{\nabla} \cdot \vec{A}) - \nabla^2 \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 A}{\partial t^2} + \frac{1}{c^2} \vec{\nabla} \frac{\partial V}{\partial t} &= \mu_0 \vec{j} \end{aligned}$$

raccogliamo il gradiente (gradiente della somma) e all'interno è nullo per la scelta di Gauge

$$\vec{\nabla} \left(\underbrace{\vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial V}{\partial t}}_{=0} \right) - \left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) (\vec{A}) = \mu_0 \vec{j}$$

Otteniamo così $\square \vec{A} = -\mu_0 \vec{j}$.

Abbiamo così ottenuto una generalizzazione al caso dipendente dal tempo delle equazioni di Poisson: sono delle equazioni di D'Alembert in cui rimpiazziamo il laplaciano con il d'alambertiano.

Spoiler: il d'alambertiano è una generalizzazione del laplaciano allo spazio tempo.

Ricaviamo l'equazione di V partendo dalla $\vec{\nabla} \cdot \vec{E}$

$$\begin{aligned} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} &= \vec{\nabla} \cdot \left(-\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} - \vec{\nabla}V \right) = -\frac{\partial}{\partial t} \vec{\nabla} \cdot \vec{A} - \nabla^2 V = \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \Rightarrow \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 V}{\partial t^2} - \nabla^2 V &= \frac{\rho}{\epsilon_0} \\ \Rightarrow \square V &= -\frac{\rho}{\epsilon_0} \end{aligned}$$

Queste sono le equazioni del moto dell'elettrodinamica classica, cioè equazioni differenziali di \vec{A} e V che date certe distribuzioni di carica ρ e di corrente \vec{j} possiamo ricavare i potenziali e da questi i campi

3.7.2 Circuiti RLC

Una loro caratteristica è che possiamo studiarli addirittura senza inserire un generatore, quando ci si aspetta che non ci sia corrente. Immaginiamo che al tempo $t = 0$ il condensatore sia carico, quindi abbiamo una differenza di potenziale. Chiudiamo l'interruttore, le cariche si muovono per compensare la d.d.p., avremo una corrente in una certa direzione: all'interno dell'induttanza abbiamo una variazione di corrente. Allora essa vuole creare corrente opposta che rispedisce indietro le cariche. Questo sistema dà origine ad un'oscillazione, simile a quella di una molla: la resistenza smorza le oscillazioni, quindi si perde l'intensità di corrente.

Vediamo le equazioni del circuito:

- d.d.p. ai capi del condensatore: $V_C = \frac{q}{C}$
- d.d.p. indotta: $V_L = -L \frac{di}{dt}$
- legge di Ohm: $V_C + V_L = Ri$

Quindi $\frac{q}{C} - L \frac{di}{dt} = Ri$, e ricordando che $i = -\frac{dq}{dt}$ prendiamo una derivata rispetto al tempo dell'equazione

$$\frac{i}{C} - L \frac{d^2 i}{dt^2} = R \frac{di}{dt} \implies \frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{di}{dt} + \frac{i}{LC} = 0$$

Otteniamo così un'equazione differenziale di 2 grado che corrisponde ad un oscillatore armonico smorzato.

Cominciamo dal caso $R = 0$, quindi circuito LC (realisticamente difficile da realizzare, dovrei avere superconduttori per resistenze molto piccole)

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \omega_0^2 i = 0$$

con $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ detta *frequenza caratteristica* del circuito LC. La soluzione dell'equazione è una funzione sinusoidale

$$i(t) = A \sin(\omega_0 t + \phi)$$

Notiamo che la fase iniziale ϕ ed A sono costanti di integrazione da determinare e l'intensità di corrente oscilla.

Sappiamo che $V_C = L \frac{di}{dt} = -V_L$, quindi

$$V_C(t) = AL\omega_0 \cos(\omega_0 t + \phi)$$

Possiamo fissare delle condizioni iniziali: se a $t = 0$ non c'è passaggio di corrente, allora

$$V_C = V_0 i(0) = 0 \qquad \frac{di}{dt} = \frac{V_0}{L}$$

Imponendo queste condizioni iniziali si ottiene $\phi = 0$, infatti

$$i(0) = A \sin \phi = 0 \implies \phi = 0$$

$$V_C(0) = AL\omega_0 \cos \phi = V_0 \implies A = \frac{V_0}{L\omega_0}$$

$$\text{sostituendo } i(t) = \frac{V_0}{L\omega_0} \sin \omega_0 t \quad \text{e } V_C(t) = V_0 \cos \omega_0 t$$

quindi sono in quadratura di fase. Partiamo che la d.d.p. ai capi del condensatore è massima e la corrente è minima, poi si scambiano come quando la molla è alla posizione di equilibrio ma ha una velocità.

Tutto questo è dovuto alla presenza dell'induttanza il bilancio energetico è fra campo elettrico e magnetico (energia intrappolata nel campo magnetico nell'induttanza).

Abbiamo un'oscillazione di energia fra campo elettrico e magnetico $E \rightarrow B \rightarrow E \rightarrow B$

Il moto così non è smorzato e andrebbe avanti all'infinito, esattamente come una molla in assenza di attrito.

Scriviamo il bilancio energetico

$$E_{TOT} = \frac{1}{2} C V_C^2 + \frac{1}{2} L i^2 = \frac{1}{2} C V_0^2 = \frac{1}{2} L \frac{V_0^2}{L^2 \omega_0^2}$$

queste sono le energie accumulate all'interno del condensatore e dell'induttanza, e questa equazione vale a qualsiasi istante di tempo. Nell'istante iniziale $t = 0$ abbiamo solo l'energia del condensatore, che poi passa fra induttanza e condensatore.

Caso $R \neq 0$. Cosa succede in caso di presenza di una resistenza? Essa fa sì che l'energia si disperda: le oscillazioni invece di andare avanti all'infinito si smorzano

$$\frac{d^2 i}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{di}{dt} + \frac{1}{LC} i = 0$$

Rispetto all'equazione del moto armonico abbiamo un termine in più di smorzamento proporzionale alla velocità, di solito da liquido viscoso o aria

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \underbrace{2\gamma \frac{dx}{dt}}_{\text{termine di smorzamento}} + \omega^2 x = 0$$

Ricordiamo che abbiamo ricavato l'eq della molla come

$$\begin{aligned} m \frac{d^2 x}{dt^2} &= -kx - \mu \frac{dx}{dt} \\ \frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{k}{m} x &= + \frac{\mu}{m} \frac{dx}{dt} = 0 \\ 2\gamma &= \frac{\mu}{m} \\ \gamma &= \frac{R}{2L} \\ \omega_0^2 &= \frac{1}{LC} \\ \Rightarrow \frac{d^2 i}{dt^2} + 2\gamma \frac{di}{dt} + \omega_0^2 i &= 0 \end{aligned}$$

risolviamo l'equazione con sfrutto equazione caratteristica delle equazioni differenziali di 2 ordine

$$\begin{aligned} i(t) &= Ae^{i\alpha_1 t} + Be^{i\alpha_2 t} \\ \alpha^2 + 2\gamma\alpha + \omega_0^2 &= 0 \\ \alpha_1 &= -\gamma + \sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2} \\ \alpha_2 &= -\gamma + \sqrt{\gamma^2 + \omega_0^2} \end{aligned}$$

Distinguiamo i casi

1. *Smorzamento forte* $\gamma^2 > \omega_0^2$, in termini di RLC si traduce come $R^2 > \frac{4L}{C}$, quindi imponiamo come *resistenza critica* $R_C = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$

$$i(t) = Ae^{-\gamma t + t\sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2}} + Be^{-\gamma t - \sqrt{\gamma^2 + \omega_0^2}} = e^{-\gamma t} \left(Ae^{-t\sqrt{\gamma^2 + \omega_0^2}} + Be^{-t\sqrt{\gamma^2 - \omega_0^2}} \right)$$

questo perché nella radice abbiamo un termine positivo, quindi minore di γ e il contributo smorzante è quello che domina. A e B vanno fissate a seconda delle condizioni iniziali Si può definire la *resistenza critica* dopo la quale vale lo smorzamento forte

$$R_C = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$$

2. *Smorzamento critico* $R = R_C$, $\gamma^2 = \omega_0^2$. Le soluzioni sono linearmente dipendenti, quindi $\alpha_1 = \alpha_2 = -\gamma$

$$i(t) = e^{-\gamma t}(A + Bt)$$

Se $i(0) = 0$ allora $i(t) = Bte^{-\gamma t}$. Non abbiamo ancora un'oscillazione perché non c'è fase.

3. *Smorzamento debole* $\gamma^2 < \omega_0^2$. Essendo negativo otteniamo una fase sommata ad un'altra fase di segno opposto.

La soluzione si riscrive

$$i(t) = D \underbrace{e^{-\gamma t}}_{\text{fattore smorzamento}} \sin(\omega t + \phi)$$

con $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \gamma^2}$ e D non termine di fase.

Riscrivendo come \sin e \cos otteniamo questa equazione, che è una soluzione equivalente ma scritta in un altro modo. Otteniamo così delle oscillazioni che poi si smorzano. Più è piccola la resistenza più riesce ad oscillare.

Vedremo che se aggiungiamo un generatore che dà onde sinusoidali possiamo compensare lo smorzamento ed ottenerne uno non smorzato. \mathcal{E}

II

RACCOLTA DIFFERENZIATA

RICHIAMI DI GEOMETRIA DIFFERENZIALE E CALCOLO DIFFERENZIALE

“Non c’è niente nel mondo il cui significato non sia quello di un qualche massimo o minimo.”

LEONHARD EULER, dimenticandosi del concetto di estremo inferiore e superiore.

N^{ON}

4.1 VARIETÀ DIFFERENZIABILE

DEFINIZIONE 4.1.1. - CARTA, COORDINATE LAGRANGIANE, PARAMETRIZZAZIONE LOCALE .

Dato un insieme di punti M non vuoto, una **carta** è una coppia (U, φ) dove

- U è un insieme^a contenuto in M detto **dominio della carta**.
- $\varphi : U \longrightarrow \varphi(U) \subseteq \mathbb{R}^n$ è una funzione *iniettiva*^b, con $\varphi(U)$ aperto di \mathbb{R}^n .

La funzione φ associa ad ogni punto $p \in U \subseteq M$ un m -upla (q^λ) (con $\lambda = 1, \dots, m$) dette **coordinate** di p rispetto alla carta (U, φ) .

$$\varphi(p) = (q^1(p), \dots, q^n(p)) \quad (4.1)$$

La funzione φ è suriettiva è quindi invertibile: l’inversa φ^{-1} , detta **parametrizzazione locale**, associa alle coordinate q^λ il punto $p \in U \subseteq M$ con quelle coordinate.

^aA seconda delle definizioni, U si impone per definizione essere aperto per una topologia innata su M oppure risulta aperto per una topologia indotta dall’atlante e nella definizione non è richiesto specificarlo. Le due definizioni sono equivalenti.

^bA seconda delle definizioni, φ si impone per definizione essere un omeomorfismo - i.e. mappa continua con inversa continua - oppure risulta un omeomorfismo in seguito alla topologia indotta dall’atlante stesso. Le due definizioni sono equivalenti.

DEFINIZIONE 4.1.2. - FUNZIONE DI TRANSIZIONE .

Date due carte (U_1, φ_1) , (U_2, φ_2) su M con $U_1 \cap U_2 \neq \emptyset$, la **funzione di transizione** dalla carta (U_1, φ_1) alla carta (U_2, φ_2) è la funzione

$$\psi = \varphi_2 \circ \varphi_1^{-1} : \varphi_1(U_1) \subseteq \mathbb{R}^n \longrightarrow \varphi_2(U_2) \subseteq \mathbb{R}^n \quad (4.2)$$

Essendo definita tra aperti di \mathbb{R}^n si possono definire le sue *derivate*.

Se due carte hanno una funzione di transizione *differenziabile*, di solito \mathcal{C}^∞ o più raramente \mathcal{C}^k , le carte sono dette **compatibili**.

DEFINIZIONE 4.1.3. - ATLANTE .

Un **atlante** è una collezione di carte $\{(U_\alpha, \varphi_\alpha)\}_{\alpha \in I}$ che copre tutto l'insieme M , cioè per qualunque punto $p \in M$ esiste almeno una carta $(U_\alpha, \varphi_\alpha)$, per un certo $\alpha \in I$, tale che $p \in U_\alpha$.

Se le funzioni di transizione dell'atlante sono \mathcal{C}^k , allora l'atlante si chiama **atlante \mathcal{C}^k** .

Se l'atlante è \mathcal{C}^∞ , la funzione di transizione è un **diffeomorfismo**, in quanto è una funzione \mathcal{C}^∞ con inversa \mathcal{C}^∞ .

DEFINIZIONE 4.1.4. - ATLANTE MASSIMALE .

Dato un atlante \mathcal{A} , l'**atlante massimale** è l'atlante contenente tutte le carte compatibili con l'atlante originale \mathcal{A} .

DEFINIZIONE 4.1.5. - TOPOLOGIA INDOTTA DALL'ATLANTE .

Un atlante definisce sempre una topologia sull'insieme M , detta

$A \subseteq M$ aperto se $\forall (U_\alpha, \varphi_\alpha) \varphi_\alpha(A \cap U_\alpha)$ è aperto in \mathbb{R}^n con la topologia Euclidea.

Secondo questa topologia:

1. U_α è aperto in M .
2. φ_α manda aperti in aperti, quindi è aperta ed, essendo biettiva, è un omeomorfismo tra U_α e $\varphi_\alpha(U_\alpha)$.

DEFINIZIONE 4.1.6. - VARIETÀ DIFFERENZIABILE .

Una **varietà differenziabile** (altresì detta **varietà differenziale**) di classe \mathcal{C}^k e **dimensione** n è un insieme di punti M non vuoto che può essere coperto da un **atlante \mathcal{C}^k** $\{(U_\alpha, \varphi_\alpha)\}_{\alpha \in I}$, che di solito supponiamo massimale, dove $\varphi_\alpha(U_\alpha) \subseteq \mathbb{R}^n$, $\forall \alpha \in I$. Inoltre, lo spazio topologico^a M si suppone spesso essere Hausdorff e a base numerabile.

^aCon la topologia su M con cui si sono definite le carte o con la topologia indotta dall'atlante.

In sintesi, una **varietà differenziabile** è una varietà topologica con una struttura differenziabile globale: l'esistenza dell'atlante soddisfa le condizioni di varietà topologica, mentre la struttura differenziabile è indotta dalle condizioni di compatibilità delle carte dell'atlante.

Per semplicità considereremo, se non specificato, le varietà differenziabili di classe \mathcal{C}^∞ e quindi tralasciamo il termine "di classe \mathcal{C}^k ".

ESEMPLI.

- Gli spazi affini \mathbb{R}^n di dimensione n con coordinate cartesiane, polari, sferiche,

cilindriche...

- Le sfere S^n di dimensione n .
- Le superfici regolari in \mathbb{R}^3 parametrizzate da

$$\begin{aligned} \vec{r} : U \subseteq \mathbb{R}^2 &\longrightarrow \mathbb{R}^3 \\ (u, v) &\longmapsto \vec{r}(u, v) = (x(u, v), y(u, v), z(u, v)) \end{aligned}$$

4.2 METRICA

DEFINIZIONE 4.2.1. - METRICA .

Una **metrica** (o anche detto **tensore metrico**) su una varietà differenziabile M è una mappa bilineare simmetrica - ossia un campo tensoriale simmetrico doppiamente contravariante - non degenerare

$$\begin{aligned} g : \mathcal{X}(M) \times \mathcal{X}(M) &\longrightarrow \mathcal{F}(M) \\ (X, Y) &\longmapsto X \cdot Y = \langle X, Y \rangle = g(X, Y) \end{aligned} \quad (4.3)$$

che ad una coppia di campi vettoriali sopra M associa un campo scalare su M . Essa soddisfa le proprietà di un **prodotto interno**:

- **Bilinearità**, ossia lineare separatamente in entrambi gli argomenti:

$$g(f\vec{X} + h\vec{Y}, \vec{Z}) = fg(\vec{X}, \vec{Z}) + hg(\vec{Y}, \vec{Z}), \quad \forall f, h \in \mathcal{F}(M), \quad \forall \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z} \in \mathcal{X}(M) \quad (4.4)$$

$$g(\vec{X}, f\vec{Y} + h\vec{Z}) = fg(\vec{X}, \vec{Y}) + hg(\vec{X}, \vec{Z}), \quad \forall f, h \in \mathcal{F}(M), \quad \forall \vec{X}, \vec{Y}, \vec{Z} \in \mathcal{X}(M) \quad (4.5)$$

- **Simmetria**:

$$g(\vec{X}, \vec{Y}) = g(\vec{Y}, \vec{X}), \quad \forall \vec{X}, \vec{Y} \in \mathcal{X}(M) \quad (4.6)$$

- **Non degenerare**: per ogni campo vettoriale $\vec{X} \neq 0$

$$\exists \vec{Y} : g(\vec{X}, \vec{Y}) \neq 0 \quad (4.7)$$

La metrica generalizza molte delle proprietà del *prodotto scalare* di vettori negli spazio Euclidei.

Scelte delle coordinate (q^λ) su M e dati i campi $\vec{X} = X^\lambda \vec{e}_\lambda$, $\vec{Y} = Y^\lambda \vec{e}_\lambda \in \mathcal{X}(M)$ si ha

$$g(\vec{X}, \vec{Y}) = g(X^\lambda \vec{e}_\lambda, Y^\mu \vec{e}_\mu) = X^\lambda Y^\mu g(\vec{e}_\lambda, \vec{e}_\mu) = X^\lambda Y^\mu g_{\lambda\mu}$$

dove

$$g_{\lambda\mu} = g(\vec{e}_\lambda, \vec{e}_\mu) \quad (4.8)$$

sono le componenti di g nelle coordinate scelte.

DEFINIZIONE 4.2.2. - COORDINATE ORTOGONALI .

Data M varietà differenziabile e (q^λ) coordinate su M , le coordinate sono **ortogonali** rispetto ad una metrica g se $g_{\mu\nu} = 0$, $\forall \mu \neq \nu$.

DEFINIZIONE 4.2.3. - VARIETÀ RIEMANNIANE .

Una varietà **Riemanniana** (M, g) è una varietà differenziabile M a cui è associata una metrica g .

Mettrica e 1-forme La mettrica si può descrivere da una matrice invertibile. Invertendola, otteniamo la matrice associata ad un campo tensoriale simmetrico doppiamente covariante, ossia una mappa bilineare che a due 1-forme sulla varietà differenziabile M associa un campo scalare.

$$\begin{aligned} g : \Omega(M) \times \Omega(M) &\longrightarrow \mathcal{F}(M) \\ (\alpha, \beta) &\longmapsto \langle \alpha, \beta \rangle = [g^{-1}](\alpha, \beta) \end{aligned} \quad (4.9)$$

Pertanto, g^{-1} definisce un prodotto interno sulle 1-forme.

OSSERVAZIONE. Vale anche il ragionamento contrario: da un campo tensoriale $(2, 0)$ simmetrico che definisce un prodotto interno sulla varietà si può considerare il campo tensoriale $(0, 2)$ associato alla matrice inversa, il quale è una mettrica sulla stessa varietà e un prodotto interno per le 1-forme.

Scelte delle coordinate (q^λ) su M e dati le 1-forme $\underline{\alpha} = \alpha_\lambda \underline{\epsilon}^\lambda$, $\underline{\beta} = \beta_\lambda \underline{\epsilon}^\lambda \in \Omega^1(M)$ si ha

$$g(\vec{X}, \vec{Y}) = g(\alpha_\lambda \underline{\epsilon}^\lambda, \beta_\lambda \underline{\epsilon}^\lambda) = \alpha_\lambda \beta_\lambda g(\underline{\epsilon}^\lambda, \underline{\epsilon}^\lambda) = \alpha_\lambda \beta_\lambda g^{\lambda\mu}$$

dove

$$g^{\lambda\mu} = g(\underline{\epsilon}^\lambda, \underline{\epsilon}^\mu) \quad (4.10)$$

Isomorfismi musicali Scelte delle coordinate (q^λ) su una varietà Riemanniana (M, g) , possiamo considerare due isomorfismi mutualmente inversi tra fibrati vettoriali:

- **Bemolle:** dato un campo vettoriale $X = X^\lambda \vec{e}_\lambda$ su M , il **bemolle** X^\flat è una 1-forma su M ottenuta **abbassando un indice**:

$$\begin{aligned} \flat : TM &\longrightarrow T^*M \\ X &\longmapsto X^\flat = g_{\mu\lambda} X^\mu \underline{\epsilon}^\lambda = X_\lambda \underline{\epsilon}^\lambda \end{aligned} \quad (4.11)$$

Utilizzando il prodotto interno definito da g , si ha per qualunque campo vettoriale $Y \in \mathcal{X}(M)$

$$X^\flat(Y) = g(X, Y) = \langle X, Y \rangle$$

- **Diesis:** dato una 1-forma $\varphi = \varphi_\lambda \underline{\epsilon}^\lambda$ su M , il **diesis** φ^\sharp è un campo vettoriale su M ottenuto **alzando un indice**:

$$\begin{aligned} \sharp : T^*M &\longrightarrow TM \\ \varphi &\longmapsto \varphi^\sharp = g^{\mu\lambda} \varphi_\mu \vec{e}_\lambda = \varphi^\lambda \vec{e}_\lambda \end{aligned} \quad (4.12)$$

dove $g^{\mu\lambda}$ sono componenti della matrice inversa associata alla mettrica g .

Utilizzando il prodotto interno definito da g , si ha per qualunque campo vettoriale $Y \in \mathcal{X}(M)$

$$\langle \varphi^\sharp, Y \rangle = g(\varphi^\sharp, Y) = \varphi(Y)$$

4.3 ELEMENTO DI LINEA

DEFINIZIONE 4.3.1. - SPOSTAMENTO INFINITESIMO.

Il vettore **spostamento infinitesimo** è la variazione infinitesima del vettore posizione \vec{r} .

Scelte delle coordinate (q^λ) su M ,

$$d\vec{s} = \frac{\partial \vec{r}}{\partial q^\lambda} dq^\lambda = \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial q^\lambda} \right| \frac{\frac{\partial \vec{r}}{\partial q^\lambda}}{\left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial q^\lambda} \right|} dq^\lambda = \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial q^\lambda} \right| dq^\lambda \hat{u}_\lambda \quad (4.13)$$

Lo spostamento infinitesimo si calcola ricavando, per ogni direzione \hat{u}_λ , la variazione della corrispondente coordinata *tenendo costanti* le altre.

DEFINIZIONE 4.3.2. - ELEMENTO DI LINEA .

L'**elemento di linea** è il quadrato della lunghezza di uno spostamento infinitesimo. Se g è il tensore metrico della varietà n -dimensionale, allora

$$ds^2 = g(d\vec{s}, d\vec{s}) \quad (4.14)$$

NOTAZIONE. Talvolta si indica lo spostamento infinitesimo e l'elemento di linea, in maniera alternativa a $d\vec{s}$ e ds , come $d\vec{\ell}$ e $d\ell$

Poiché lo spostamento infinitesimo è arbitrario, ds^2 definisce completamente la metrica; in notazione suggestiva ma non corretta dal punto di vista tensoriale

$$ds^2 = g \quad (4.15)$$

Scelte delle coordinate (q^λ) su M , si ha

$$ds^2 = g_{\mu\nu} dq^\mu dq^\nu \quad (4.16)$$

Se la metrica è ortogonale, l'elemento di linea è della forma

$$ds^2 = g_{11} (dq^1)^2 + \dots + g_{nn} (dq^n)^2 \quad (4.17)$$

Applicazioni Preso un vettore \vec{r} parametrizzante una curva, il vettore spostamento $d\vec{s}$ rappresenta una sua parte infinitesima tale da sembrare lineare. Per questo motivo il parente stretto del vettore spostamento, l'elemento di linea permette il calcolo dell'arcolunghezza e degli integrali curvilinei, oltre che definire la metrica.

DEFINIZIONE 4.3.3. - ARCOLUNGHEZZA .

L'**arcolunghezza** è la distanza tra due punti lungo una sezione di una curva $\vec{r}(\tau)$

$$s = \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \sqrt{|ds^2|} = \int_{\tau_1}^{\tau_2} d\tau \sqrt{g_{\mu\nu} \frac{dr^\mu}{dt} \frac{dr^\nu}{dt}} \quad (4.18)$$

DEFINIZIONE 4.3.4. - INTEGRALE CURVILINEO DI PRIMA SPECIE .

Un **integrale curvilineo di prima specie** è un integrale dove un campo scalare

$$f : U \subseteq \mathbb{R}^n \longrightarrow \mathbb{R}$$

viene valutato lungo una curva γ di parametrizzazione $\vec{r} : [a, b] \longrightarrow U$:

$$\int_{\gamma} f(\vec{r}) ds = \int_a^b f(\vec{r}(\tau)) |\vec{r}'(\tau)| d\tau \quad (4.19)$$

In particolare, la lunghezza della curva γ è

$$\int_{\gamma} ds = \int_a^b |\vec{r}'(\tau)| d\tau \quad (4.20)$$

DEFINIZIONE 4.3.5. - INTEGRALE CURVILINEO DI SECONDA SPECIE .

Un **integrale curvilineo di seconda specie** è un integrale dove un campo vettoriale $\vec{F} : U \subseteq \mathbb{R}^n \longrightarrow \mathbb{R}^n$ viene valutato lungo una curva γ di parametrizzazione $\vec{r} : [a, b] \longrightarrow U$:

$$\int_{\gamma} \vec{F} \cdot d\vec{s} = \int_a^b \vec{F}(\vec{r}(\tau)) \cdot |\vec{r}'(\tau)| d\tau \quad (4.21)$$

Gli integrali curvilineo di seconda specie sono indipendenti dalla parametrizzazione, ma dipendono invece dall'*orientazione*: nella fattispecie, invertire l'orientazione della parametrizzazione cambia il segno dell'integrale curvilineo.

4.4 ELEMENTO DI AREA

DEFINIZIONE 4.4.1. -

Data una superficie Σ a due dimensioni immersa in \mathbb{R}^3 , l'**elemento di superficie** è una sua porzione infinitesima. In termini matematici, scelte una parametrizzazione $\vec{r}(u, v)$ di Σ e dunque una scelta di coordinate (u, v) , allora l'elemento di superficie è una 2-forma data da

$$d\Sigma = \sqrt{\det g} du dv = \left\| \frac{\partial \vec{r}}{\partial u} \times \frac{\partial \vec{r}}{\partial v} \right\| du dv \quad (4.22)$$

dove g è la metrica associata alla superficie con la parametrizzazione scelta.

Applicazioni Come si può facilmente immaginare, l'elemento di superficie permette il calcolo degli integrali superficiali.

DEFINIZIONE 4.4.2. - INTEGRALE SUPERFICIALE PER CAMPI SCALARI .

Un **integrale superficiali per campi scalari** è un integrale dove un campo scalare $f : U \subseteq \mathbb{R}^2 \longrightarrow \mathbb{R}$ viene valutato su una superficie di parametrizzazione $\vec{r} : T \longrightarrow U$:

$$\int_{\Sigma} f d\Sigma = \int_T f(\vec{r}(u, v)) \sqrt{\det g} du dv = \int_T f(\vec{r}(u, v)) \left\| \frac{\partial \vec{r}}{\partial u} \times \frac{\partial \vec{r}}{\partial v} \right\| du dv \quad (4.23)$$

In particolare, l'area di Σ è

$$A = \int_{\Sigma} 1 d\Sigma = \int_T \left\| \frac{\partial \vec{r}}{\partial u} \times \frac{\partial \vec{r}}{\partial v} \right\| du dv \quad (4.24)$$

Un integrale superficiale per campi vettoriali può essere definito in due modi differenti:

- Integrando il campo *componente per componente* utilizzando l'integrale superficiale per campi scalari; il risultato in tal caso è un vettore.
- Integrando la *componente normale* del campo tramite la superficie con l'integrale superficiale per campi scalari; il risultato in tal caso è uno scalare ed è il **flusso** del campo vettoriale tramite la superficie considerata.

4.5 ELEMENTO DI VOLUME

DEFINIZIONE 4.5.1. - ELEMENTO DI VOLUME .

Fissate delle coordinate (x^i) , un **elemento di volume** su una varietà Riemanniana *orientabile* di dimensione n è una n -forma data da

$$dV = \sqrt{|\det g|} dx^1 \wedge \dots \wedge dx^n \quad (4.25)$$

dove g è la metrica associata alla varietà.

Nel caso specifico di \mathbb{R}^3 , si può fisicamente vedere come una porzione infinitesima di volume - anche se in termini matematici rimane una 3-forma su \mathbb{R}^3 . Date le coordinate (u, v, s) su \mathbb{R}^3 e la metrica g ad esse associata, si esprime per convenzione come

$$dV = \sqrt{\det g} du dv ds \quad (4.26)$$

Cambio di coordinate Nelle coordinate cartesiane (x, y, z) la forma di volume è

$$dV = dx dy dz$$

Operando un cambio di coordinate

$$\begin{cases} x = x(u, v, s) \\ y = y(u, v, s) \\ z = z(u, v, s) \end{cases}$$

la forma di volume cambia con il determinante della Jacobiana del cambiamento:

$$dV = \left| \frac{\partial(x, y, z)}{\partial(u, v, s)} \right| du dv ds$$

Applicazioni L'elemento di volume permette di definire l'integrale (di Lebesgue) di una funzione su una varietà differenziabile. Nel caso specifico di \mathbb{R}^3 , la forma di volume permette il calcolo degli **integrali tripli**.

In particolare, il volume di un dominio V è dato da

$$V = \int_V 1 dV = \int_V dV$$

4.6 OPERATORE STAR DI HODGE

DEFINIZIONE 4.6.1. - SIMBOLO DI LEVI-CIVITA .

Il **simbolo di Levi-Civita** è definito come

$$\varepsilon_{i_1 i_2 \dots i_n} = \begin{cases} +1 & \text{se } (i_1, i_2, \dots, i_n) \text{ è una permutazione pari di } (1, 2, \dots, n) \\ -1 & \text{se } (i_1, i_2, \dots, i_n) \text{ è una permutazione dispari di } (1, 2, \dots, n) \\ 0 & \text{altrimenti} \end{cases} \quad (4.27)$$

DEFINIZIONE 4.6.2. - OPERATORE STAR DI HODGE .

Data una varietà Riemanniana *orientata* M di dimensione n , lo **star di Hodge** è una funzione lineare

$$* : \Omega^k(M) \longrightarrow \Omega^{n-k}(M)$$

che associa alla k -forma β un'unica $(n - k)$ -forma $*\beta$, detta **duale di Hodge** definita dall'identità

$$\alpha \wedge *\beta = \langle \alpha, \beta \rangle dV \quad (4.28)$$

dove $dV \in \omega^n(X)$ è la forma di volume indotta da g .

Fissate delle componenti (q^λ) , una k -forma ha una scrittura canonica data da

$$\alpha = \frac{1}{k!} \alpha_{i_1 \dots i_k} \underline{\varepsilon}^{i_1} \wedge \dots \wedge \underline{\varepsilon}^{i_k} \quad (4.29)$$

dove $\alpha_{i_1 \dots i_k}$ sono funzioni \mathcal{C}^∞ sulla varietà. Allora, il duale di Hodge è definito come

$$*\alpha = \frac{1}{k!(n-k)!} \sqrt{|g|} \alpha_{j_1 \dots j_k} g^{j_1 i_1} \dots g^{j_k i_k} \varepsilon_{i_1 \dots i_k i_{k+1} \dots i_n} \underline{\varepsilon}^{i_{k+1}} \wedge \dots \wedge \underline{\varepsilon}^{i_n} = \frac{1}{k!(n-k)!} \sqrt{|g|} \alpha^{i_1 \dots i_k} \varepsilon_{i_1 \dots i_k i_{k+1} \dots i_n} \underline{\varepsilon}^{i_{k+1}} \wedge \dots \wedge \underline{\varepsilon}^{i_n}$$

dove g è la metrica su M e

$$\alpha^{i_1 \dots i_k} = \alpha_{j_1 \dots j_k} g^{j_1 i_1} \dots g^{j_k i_k}$$

PROPRIETÀ 4.6.1. - . Data una varietà Riemanniana (M, g) di dimensione n e sia $\alpha \in \Omega^k(M)$. Allora valgono le seguenti:

- Il duale di Hodge della funzione/0-forma identicamente unitaria 1 è

$$*1 = dV \quad (4.30)$$

- Il duale del duale di Hodge di una k -forma è

$$*(*\alpha) = (-1)^{k(n+1)} \alpha = (-1)^{k(n-k)} \alpha \quad (4.31)$$

4.7 OPERATORI DIFFERENZIALI

In questa sezione ci limitiamo a considerare lo spazio affine \mathbb{R}^3 - dotato delle proprietà di varietà differenziale - ove non specificato diversamente.

DEFINIZIONE 4.7.1. - OPERATORE NABLA .

L'operatore **nabla** è una notazione matematica che semplifica la scrittura di diverse equazioni. In coordinate cartesiane su \mathbb{R}^3 , si può immaginare un vettore puramente formale che contiene gli operatori delle derivate parziali nelle tre direzioni spaziali

(cartesiane):

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial x} \hat{u}_x + \frac{\partial}{\partial y} \hat{u}_y + \frac{\partial}{\partial z} \hat{u}_z \quad (4.32)$$

ATTENZIONE! L'operatore nabra assume significato soltanto quando viene *applicato*, come ad un campo scalare o ad un campo vettoriale. Ad esempio, una scrittura del tipo $\vec{\nabla} + \vec{v}$ non ha alcun senso né fisico, né matematico.

L'operatore nabra ha tre possibili applicazioni, a seconda se viene moltiplicato per un campo scalare, oppure se moltiplicato con un campo vettoriale per mezzo del prodotto scalare o quello vettoriale.

Cambio di coordinate Anche se lo scriviamo come vettore formale, $\vec{\nabla}$ si può anche vedere come *covettore* - un nome carino per dire le *forme lineari*. In particolare, le componenti di $\vec{\nabla}$ cambiano come i covettori, cioè dobbiamo operare in modo covariante e utilizzare la *matrice* del cambiamento di base:

$$\frac{\partial}{\partial q_\lambda} = \frac{\partial x^i}{\partial q^\lambda} \frac{\partial}{\partial x^i} \quad (4.33)$$

Gradiente

DEFINIZIONE 4.7.2. - CAMPO SCALARE .

Un **campo scalare** φ è una funzione

$$\begin{aligned} \varphi : \mathbb{R}^3 &\longrightarrow \mathbb{R} \\ (x, y, z) &\longmapsto \varphi(x, y, z) \end{aligned} \quad (4.34)$$

dove (x, y, z) sono eventualmente funzioni del tempo.

Un campo scalare è quindi una mappa che a punti di \mathbb{R}^3 associa valori scalari.

DEFINIZIONE 4.7.3. - GRADIENTE .

Dato un campo scalare $\varphi : \mathbb{R}^3 \longrightarrow \mathbb{R}$, il **gradiente** è il campo vettoriale dato dall'applicazione della nabra tramite moltiplicazione per uno scalare a φ :

$$\vec{\nabla} \varphi = (\partial_x \varphi, \partial_y \varphi, \partial_z \varphi) \quad (4.35)$$

ESEMPLI.

- Se φ rappresenta l'*altitudine*, $\vec{\nabla} \varphi$ è la discesa.
- Se φ rappresenta la *pressione* o la *temperatura*, $\vec{\nabla} \varphi$ è la direzione in cui essa varia più rapidamente.

DEFINIZIONE 4.7.4. - CAMPO CONSERVATIVO E POTENZIALE .

Dato un campo vettoriale \vec{E} , se esiste un campo scalare φ tale che $\vec{E} = \vec{\nabla} \varphi$, allora \vec{E} viene detto **conservativo** e la funzione φ è detta **potenziale**.

OSSERVAZIONE. Dato un campo scalare, esistono delle **superfici equipotenziali** tali per cui $\varphi = \text{costante}$ sulla superficie. Il gradiente di φ è, punto per punto, ortogonale alla superficie equipotenziale.

Spostamento infinitesimo e gradiente Diamo una definizione alternativa del gradiente che ci tornerà più utile avanti. Si noti che il modulo, direzione e verso del gradiente è indipendente dal sistema di coordinate, in virtù della sua natura vettoriale. Fissati due punti infinitamente vicini, possiamo considerare il gradiente del campo scalare φ come il vettore tale che il prodotto scalare per il vettore spostamento infinitesimo $d\vec{s}$ dà la variazione di φ per tale spostamento.

$$d\varphi = \vec{\nabla}\varphi \cdot d\vec{s} \quad (4.36)$$

dove $d\varphi$ è matematicamente una 1-forma e si calcola tramite la derivata esterna, in coordinate:

$$d\varphi = \frac{d\varphi}{dx^i} dx^i \quad (4.37)$$

Questa definizione è *intrinseca* e non richiede alcun sistema di coordinate, e può essere utilizzato per ricavare anche l'espressione dell'operatore nabla in altre coordinate.

Per questioni operative conviene comunque servirsi di un sistema di coordinate e calcolare le componenti del gradiente in tale sistema.

Divergenza

DEFINIZIONE 4.7.5. - DIVERGENZA .

Dato un campo vettoriale $\vec{E} : \mathbb{R}^3 \longrightarrow \mathbb{R}^3$, la **divergenza** è il campo scalare dato dall'applicazione della nabla tramite prodotto scalare ad \vec{E} :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \partial_x E_x + \partial_y E_y + \partial_z E_z \quad (4.38)$$

ESEMPIO. Se \vec{E} rappresenta la velocità dell'aria in una certa regione di spazio, $\vec{\nabla} \cdot \vec{E}$ rappresenta quanta più aria sta "uscendo" da quella regione rispetto a quanta ne sta "entrando". Se scaldiamo l'aria, essa si espande, i vettori puntano verso l'esterno della regione e la divergenza è positiva; se raffreddiamo l'aria, l'aria si contrae e la divergenza ha un valore negativo.

Rotore

DEFINIZIONE 4.7.6. - ROTORE .

Dato un campo vettoriale $\vec{E} : \mathbb{R}^3 \longrightarrow \mathbb{R}^3$, il **rotore** è il campo vettoriale dato dall'applicazione della nabla tramite prodotto vettoriale ad \vec{E} :

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = (\partial_y E_z - \partial_z E_y, \partial_z E_x - \partial_x E_z, \partial_x E_y - \partial_y E_x) \quad (4.39)$$

Si definisce anche come il determinante formale

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \begin{vmatrix} \partial_x & \partial_y & \partial_z \\ E_x & E_y & E_z \\ \hat{u}_x & \hat{u}_y & \hat{u}_z \end{vmatrix} \quad (4.40)$$

ESEMPIO. Supponiamo che \vec{E} rappresenti la velocità di un flusso d'acqua in una certa regione di spazio e di porre una pallina ruvida nel fluido, in modo che non si può spostare da tale punto. Anche se non si sposta da lì, il fluido fa comunque ruotare la pallina: l'asse di rotazione è nella direzione di $\vec{\nabla} \times \vec{E}$ applicato al centro della palla, mentre la velocità angolare dipende dal modulo del rotore in tale punto. In altre parole, è una misura di come un fluido potrebbe ruotare (o meglio, far ruotare qualcosa a livello microscopico)

DEFINIZIONE 4.7.7. - CAMPO IRROTAZIONALE.

Un campo vettoriale \vec{E} viene detto **irrotazionale** se $\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$.

4.7.1 Derivate seconde

Dato che dopo aver applicato l'operatore nabla otteniamo campi scalari o vettoriali, possiamo riapplicare l'operatore nabla come in precedenza per ottenere delle derivate seconde; alcune hanno particolare rilevanza perché sono importanti dal punto di vista matematico oppure perché sono costantemente nulle.

- i) $\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \varphi = \nabla^2 \varphi = \partial_x^2 \varphi + \partial_y^2 \varphi + \partial_z^2 \varphi$, noto come **laplaciano**.
- ii) $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \varphi = 0$
- iii) $\vec{\nabla} \vec{\nabla} \cdot \vec{E}$
- iv) $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \varphi = 0$
- v) $\vec{\nabla} \cdot \vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$
- vi) $\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla} \vec{\nabla} \cdot \vec{E} + \nabla^2 \vec{E}$, dove $\nabla^2 \vec{E} = (\nabla^2 \partial_x E, \nabla^2 \partial_y E, \nabla^2 \partial_z E)$ è il **laplaciano vettoriale**

DIMOSTRAZIONE. Dimostriamo ii) e iv).

ii)

$$\begin{vmatrix} \partial_x & \partial_y & \partial_z \\ E_x & E_y & E_z \\ \hat{u}_x & \hat{u}_y & \hat{u}_z \end{vmatrix} = (\partial_y \partial_z \varphi - \partial_z \partial_y \varphi) \hat{u}_x + (\partial_z \partial_x \varphi - \partial_x \partial_z \varphi) \hat{u}_y + (\partial_x \partial_y \varphi - \partial_y \partial_x \varphi) \hat{u}_z = 0$$

iv)

$$\begin{aligned} & (\partial_x, \partial_y, \partial_z) \cdot (\partial_y E_x - \partial_x E_y, \partial_z E_x - \partial_x E_z, \partial_x E_y - \partial_y E_x) = \\ & = \partial_x \partial_y E_z - \partial_x \partial_z E_y + \partial_y \partial_z E_x - \partial_y \partial_x E_z + \partial_z \partial_x E_y - \partial_z \partial_y E_x = 0 \end{aligned}$$

□

Definite le nostre derivate seconde, otteniamo una conseguenza quasi immediata.

PROPOSIZIONE 4.7.1. - OGNI CAMPO CONSERVATIVO È IRROTAZIONALE .

Ogni campo conservativo \vec{E} è irrotazionale.

DIMOSTRAZIONE. Poiché $\vec{E} = \vec{\nabla}\varphi$ per un opportuno potenziale φ definito a meno di costanti, allora si ha che

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \vec{\nabla} \times \vec{\nabla}\varphi = 0 \quad \square$$

Concludiamo la discussione con alcuni teoremi non banali (e forniti senza dimostrazione) che seguono dalle derivate seconde qui definite

TEOREMA 4.7.1. - OGNI CAMPO IRROTAZIONALE È CONSERVATIVO .

Ogni campo irrotazionale \vec{E} è (localmente) conservativo.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0 \implies \exists \varphi : \vec{E} = \vec{\nabla}\varphi \quad \square$$

TEOREMA 4.7.2. - OGNI CAMPO CON DIVERGENZA NULLA È ROTORE .

Ogni campo \vec{E} con divergenza nulla è pari al rotore di un opportuno campo vettoriale \vec{A} .

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 0 \implies \exists \vec{A} : \vec{E} = \vec{\nabla} \times \vec{A} \quad \square$$

4.8 OPERATORI DIFFERENZIALI E FORME DIFFERENZIALI

Consideriamo \mathbb{R}^n in coordinate cartesiane: questa è una varietà Riemanniana di dimensione n con metrica l'identità, ossia $g = \mathbb{I}$.

Gradiente Dato un campo scalare $\varphi \in \mathcal{F}(\mathbb{R}^n)$, il **gradiente** di φ è definito come il campo vettoriale $\vec{\nabla}\varphi$ associato tramite l'isomorfismo musicale del diesis alla 1-forma $d\varphi$,

$$\vec{\nabla}\varphi = (d\varphi)^\sharp \in \Omega^1(M), \quad (4.41)$$

dove $d\varphi$ è il differenziale (o derivata esterna) della funzione φ .

Paragraph Il **rotore** di un campo vettoriale \vec{E} su \mathbb{R}^n è definito come la $(n-2)$ -forma $\text{rot}\vec{E}$ seguente:

$$\text{rot}\vec{E} = * \left(d[\underline{E}]^\flat \right) = * \left(d\underline{E} \right)$$

Questa è una generalizzazione del concetto del rotore ad n dimensioni. Nel caso specifico di \mathbb{R}^3 , il rotore è una 1-forma; pertanto il rotore vettoriale a noi noto è semplicemente il campo vettoriale che otteniamo applicando l'isomorfismo musicale del diesis a $\text{rot}\vec{E}$.

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = \left(\text{rot}\vec{E} \right)^\sharp \quad (4.42)$$

Divergenza La **divergenza** di \vec{E} è definito come il campo scalare

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \text{tr} \left\{ d\underline{E} \right\} \quad (4.43)$$

dove $d\vec{\mathbf{E}}$ è il differenziale della funzione.

Possiamo definire la divergenza in termini di operatore *star di Hodge*. Dato un campo vettoriale $\vec{\mathbf{E}} = E^i(\vec{\mathbf{r}})\hat{\mathbf{u}}_i$ su \mathbb{R}^3 , l'isomorfismo musicale del bemolle definisce la sua 1-forma associata

$$\underline{E} = \left(\vec{\mathbf{E}}\right)^{\flat} = E_i(\vec{\mathbf{r}})dx^i$$

Il suo duale di Hodge è la 2-forma

$$*\underline{E} = \frac{1}{2}\varepsilon_{ijk}E^i dx^j \wedge dx^k$$

dove ε_{ijk} è un simbolo di Levi-Civita.

La derivata esterna di $*\underline{E}$ è la 3-forma

$$d*\underline{E} = \frac{1}{2}\varepsilon_{ijk}\partial_l E^i dx^l \wedge dx^j \wedge dx^k$$

Il suo duale di Hodge è un campo scalare e coincide con la divergenza di $\vec{\mathbf{E}}$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{E}} = *d*\underline{E} = \partial_i E^i \quad (4.44)$$

4.8.1 Teorema di Stokes per forme differenziali

TEOREMA 4.8.1. - TEOREMA DI STOKES PER FORME DIFFERENZIALI.

Se ω è una n -forma liscia con supporto compatto sulla varietà differenziabile e orientabile M di dimensione $n + 1$, dotata - sulla base dell'orientazione indotta da M - di un bordo pari ad una varietà differenziabile ∂M di dimensione n , allora

$$\int_M d\omega = \int_{\partial M} \omega$$

dove nel secondo integrale si intende, con un abuso di notazione, la restrizione sul bordo ∂M di ω (o equivalentemente, è pari al pullback $i^*\omega$ dove $i \hookrightarrow \partial M$ è l'inclusione del bordo nella varietà). \square

Da questo importante teorema si possono ricavare diversi risultati già noti, applicati tuttavia al mondo delle forme differenziali.

Teorema del rotore per forme differenziali Si può osservare che $\vec{\nabla} \times \vec{\mathbf{E}} \cdot \hat{\mathbf{u}}_n dA$ è una 2-forma che è pari a

$$\vec{\nabla} \times \vec{\mathbf{E}} \cdot \hat{\mathbf{u}}_n dA = *(\vec{\nabla} \times \vec{\mathbf{E}})^{\flat} = d\vec{\mathbf{E}}^{\flat}$$

Allora, il teorema del rotore per le forme differenziali diventa

$$\int_{\Sigma} d\vec{\mathbf{E}}^{\flat} = \int_{\partial\Sigma} \vec{\mathbf{E}}^{\flat} \quad (4.45)$$

Teorema della divergenza per forme differenziali Si può osservare che $\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{E}} dV$ è una 3-forma che è pari a

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{\mathbf{E}} dV = d*\underline{E}$$

Allora, il teorema del rotore per le forme differenziali diventa

$$\int_V *d*\underline{E} = \int_{\partial V} \underline{E} \quad (4.46)$$

4.9 COORDINATE POLARI E CILINDRICHE

In molti casi dove sono presenti evidenti simmetrie, le coordinate cartesiane possono complicare la trattazione del fenomeno fisico. A questo scopo introduciamo due sistemi di coordinate di frequente utilizzo: le **coordinate sferiche** e le **coordinate cilindriche**.

4.9.1 Coordinate sferiche

DEFINIZIONE 4.9.1. - COORDINATE SFERICHE.

Le **coordinate sferiche** sono un sistema di coordinate per \mathbb{R}^3 dove la posizione \vec{r} di un punto è specificato da tre numeri:

- La **distanza radiale** r dall'origine.
- L'**angolo polare** (latitudine) θ tra la direzione verticale dello *zenith* - l'asse z positivo - e il vettore radiale.
- L'**angolo azimutale** (longitudine) φ - definito tra l'asse x positivo e la proiezione del vettore radiale sul piano xy , in senso antiorario.

Utilizzando i radianti, si pone $r \in (0, +\infty)$, $\theta \in [0, \pi)$ e $\varphi \in [0, 2\pi]$

La legge di trasformazione dalle coordinate sferiche alle coordinate cartesiane è

$$\begin{cases} x = r \sin \theta \cos \varphi \\ y = r \sin \theta \sin \varphi \\ z = r \cos \theta \end{cases} \quad (4.47)$$

Viceversa, si ha

$$\begin{cases} r = \sqrt{x^2 + y^2 + z^2} \\ \theta = \arctan \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{z} \right) \\ \varphi = \arctan \left(\frac{y}{x} \right) \end{cases} \quad (4.48)$$

Basi e componenti vettoriali

RICORDIAMO... Dato un cambiamento di coordinate $q^\lambda = q^\lambda(x^i)$, la matrice del cambiamento di base è la matrice che ha sulle colonne i vettori della nuova base espressi in funzione della seconda. In *notazione di Einstein* essa è della forma

$$M = \left(\frac{\partial x^i}{\partial q^\lambda} \right) \quad (4.49)$$

dove i è l'indice di riga e λ quello di colonna.

Per passare dalla base riferita alle x^i alla nuova base riferita alle q^λ la formula è quindi

$$\vec{e}_\lambda = \frac{\partial x^i}{\partial q^\lambda} \vec{E}_i \quad (4.50)$$

Invece, per cambiare le componenti dei vettori dobbiamo operare in modo controvariante e utilizzare la *matrice inversa* del cambiamento di base:

$$v^\lambda = \frac{\partial q^\lambda}{\partial x^i} V_i \quad (4.51)$$

Poniamo qui $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$, $q^1 = r$, $q^2 = \theta$, $q^3 = \varphi$. Il vettore posizione in cartesiane è

$$\vec{r} = x^i \hat{u}_i = x \hat{u}_x + y \hat{u}_y + z \hat{u}_z$$

Allora, il cambiamento dalla base cartesiana $(\hat{u}_x, \hat{u}_y, \hat{u}_z)$ alla base sferica $(\hat{e}_r, \hat{e}_\theta, \hat{e}_\varphi)$ è

$$\begin{cases} \hat{e}_r = \frac{\partial x^i}{\partial r} \hat{u}_i = \frac{\partial \vec{r}}{\partial r} = \sin \theta \cos \varphi \hat{u}_x + \sin \theta \sin \varphi \hat{u}_y + \cos \theta \hat{u}_z \\ \hat{e}_\theta = \frac{\partial x^i}{\partial \theta} \hat{u}_i = \frac{\partial \vec{r}}{\partial \theta} = r \cos \theta \cos \varphi \hat{u}_x + r \cos \theta \sin \varphi \hat{u}_y - r \sin \theta \hat{u}_z \\ \hat{e}_\varphi = \frac{\partial x^i}{\partial \varphi} \hat{u}_i = \frac{\partial \vec{r}}{\partial \varphi} = -r \sin \theta \sin \varphi \hat{u}_x + r \sin \theta \cos \varphi \hat{u}_y \end{cases} \quad (4.52)$$

Poiché

$$|\hat{e}_r| = \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial r} \right| = 1 \quad |\hat{e}_\theta| = \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial \theta} \right| = r \quad |\hat{e}_\varphi| = \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial \varphi} \right| = r \sin \theta, \quad (4.53)$$

il cambiamento dalla base cartesiana $(\hat{u}_x, \hat{u}_y, \hat{u}_z)$ alla base *ortonormale* sferica $(\hat{u}_r, \hat{u}_\theta, \hat{u}_\varphi)$ è

$$\begin{cases} \hat{u}_r = \frac{\hat{e}_r}{|\hat{e}_r|} = \sin \theta \cos \varphi \hat{u}_x + \sin \theta \sin \varphi \hat{u}_y + \cos \theta \hat{u}_z \\ \hat{u}_\theta = \frac{\hat{e}_\theta}{|\hat{e}_\theta|} = \cos \theta \cos \varphi \hat{u}_x + \cos \theta \sin \varphi \hat{u}_y - \sin \theta \hat{u}_z \\ \hat{u}_\varphi = \frac{\hat{e}_\varphi}{|\hat{e}_\varphi|} = -\sin \varphi \hat{u}_x + \cos \varphi \hat{u}_y \end{cases} \quad (4.54)$$

La matrice del cambiamento di base ortonormale M è una rotazione nelle tre dimensioni attorno all'origine, e la relazione di cui sopra si può scrivere matricialmente come

$$\begin{pmatrix} \hat{u}_r \\ \hat{u}_\theta \\ \hat{u}_\varphi \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \hat{u}_x \\ \hat{u}_y \\ \hat{u}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sin \theta \cos \varphi & \cos \theta \cos \varphi & -\sin \varphi \\ \sin \theta \sin \varphi & \cos \theta \sin \varphi & \cos \varphi \\ \cos \theta & \sin \theta & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{u}_x \\ \hat{u}_y \\ \hat{u}_z \end{pmatrix} \quad (4.55)$$

Si osservi in particolare che M è *ortogonale*, quindi $M^{-1} = M^T$. Pertanto, il cambiamento delle componenti di un campo vettoriale \vec{E} dalle cartesiane alle sferiche è

$$(E_r \ E_\theta \ E_\varphi) = (E_x \ E_y \ E_z) M^{-1} = (E_x \ E_y \ E_z) M^T \quad (4.56)$$

Elemento di linea Lo spostamento infinitesimo da $\vec{r} = (r, \theta, \varphi)$ a $\vec{r} + d\vec{r} = (r + dr, \theta + d\theta, \varphi + d\varphi)$ è

$$d\vec{s} = \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial q^i} \right| dq^i \hat{u}_i = \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial r} \right| dr \hat{u}_r + \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial \theta} \right| d\theta \hat{u}_\theta + \left| \frac{\partial \vec{r}}{\partial \varphi} \right| d\varphi \hat{u}_\varphi = dr \hat{u}_r + r d\theta \hat{u}_\theta + r \sin \theta d\varphi \hat{u}_\varphi \quad (4.57)$$

Essendo la metrica associata alle coordinate sferiche ortogonale, l'elemento di linea diventa

$$ds^2 = dr^2 + r^2 d\theta^2 + r^2 \sin^2 \theta d\varphi^2 \quad (4.58)$$

Operatore nabla L'operatore nabla, scritto in notazione versoriale cartesiana, è

$$\vec{\nabla} = \vec{\nabla}_x \hat{u}_x + \vec{\nabla}_y \hat{u}_y + \vec{\nabla}_z \hat{u}_z = \frac{\partial}{\partial x} \hat{u}_x + \frac{\partial}{\partial y} \hat{u}_y + \frac{\partial}{\partial z} \hat{u}_z \quad (4.59)$$

Le componenti dell'operatore dalle sferiche alle cartesiane sono:

$$\begin{cases} \vec{\nabla}_x = \frac{\partial r}{\partial x} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial \theta}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\partial \varphi}{\partial x} \frac{\partial}{\partial \varphi} = \sin \theta \cos \varphi \frac{\partial}{\partial r} + \cos \theta \cos \varphi \frac{\partial}{\partial \theta} - \frac{\sin \varphi}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \\ \vec{\nabla}_y = \frac{\partial r}{\partial y} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial \theta}{\partial y} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\partial \varphi}{\partial y} \frac{\partial}{\partial \varphi} = \sin \theta \sin \varphi \frac{\partial}{\partial r} + \cos \theta \sin \varphi \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\cos \varphi}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \\ \vec{\nabla}_z = \frac{\partial r}{\partial z} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{\partial \theta}{\partial z} \frac{\partial}{\partial \theta} + \frac{\partial \varphi}{\partial z} \frac{\partial}{\partial \varphi} = \cos \theta \frac{\partial}{\partial r} - \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \end{cases} \quad (4.60)$$

Sostituendo in 4.59 i versori e le componenti dell'operatore nabla in coordinate sferiche, si ricava, dopo raccoglimenti e calcoli noiosi,

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial r} \hat{\mathbf{u}}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial \theta} \hat{\mathbf{u}}_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \varphi} \hat{\mathbf{u}}_\varphi \quad (4.61)$$

In modo alternativo, possiamo ricavare l'espressione 4.61 dalla definizione intrinseca di gradiente. Presa una funzione V arbitraria, inserendo lo spostamento infinitesimo 4.57 nella 4.36 si ricava

$$dV = \frac{\partial V}{\partial r} dr + \frac{\partial V}{\partial \theta} d\theta + \frac{\partial V}{\partial \varphi} d\varphi = \vec{\nabla}_r V dr + \vec{\nabla}_\theta V r d\theta + \vec{\nabla}_\varphi V r \sin \theta d\varphi,$$

da cui

$$\vec{\nabla} V = \frac{\partial V}{\partial r} \hat{\mathbf{u}}_r + \frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} \hat{\mathbf{u}}_\theta + \frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \varphi} \hat{\mathbf{u}}_\varphi \quad (4.62)$$

e quindi l'espressione dell'operatore nabla è quanto scritto nella 4.61.

4.9.2 Coordinate cilindriche

DEFINIZIONE 4.9.2. - COORDINATE CILINDRICHE .

Le **coordinate cilindriche** sono un sistema di coordinate per \mathbb{R}^3 dove la posizione $\vec{\mathbf{r}}$ di un punto è specificato da tre numeri:

- La **distanza assiale** R tra l'asse verticale - asse z - e il punto $\vec{\mathbf{r}}$
- L'**angolo azimutale** (longitudine) φ - definito tra l'asse x positivo e la linea sul piano xy dall'origine alla proiezione del punto $\vec{\mathbf{r}}$, in senso antiorario.
- L'**altezza** z in segno tra il piano xy e il punto $\vec{\mathbf{r}}$:

Utilizzando i radianti, si pone $R \in (0, +\infty)$, $\theta \in [0, 2\pi)$ e $z \in \mathbb{R}$

La legge di trasformazione dalle coordinate sferiche alle coordinate cartesiane è

$$\begin{cases} x = R \sin \theta \\ y = R \cos \theta \\ z = z \end{cases} \quad (4.63)$$

Viceversa, si ha

$$\begin{cases} R = \sqrt{x^2 + y^2} \\ \theta = \arctan\left(\frac{y}{x}\right) \\ z = z \end{cases} \quad (4.64)$$

Basi e componenti vettoriali Poniamo qui $x^1 = x$, $x^2 = y$, $x^3 = z$, $q^1 = R$, $q^2 = \theta$, $q^3 = z$. Il vettore posizione in cartesiane è

$$\vec{\mathbf{r}} = x^i \hat{\mathbf{u}}_i = x \hat{\mathbf{u}}_x + y \hat{\mathbf{u}}_y + z \hat{\mathbf{u}}_z$$

Allora, il cambiamento dalla base cartesiana $(\hat{\mathbf{u}}_x, \hat{\mathbf{u}}_y, \hat{\mathbf{u}}_z)$ alla base cilindrica $(\hat{\mathbf{e}}_R, \hat{\mathbf{e}}_\theta, \hat{\mathbf{e}}_z)$ è

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{e}}_R = \frac{\partial x^i}{\partial R} \hat{\mathbf{u}}_i = \frac{\partial \vec{\mathbf{r}}}{\partial R} = \cos \theta \hat{\mathbf{u}}_x + \sin \theta \hat{\mathbf{u}}_y \\ \hat{\mathbf{e}}_\theta = \frac{\partial x^i}{\partial \theta} \hat{\mathbf{u}}_i = \frac{\partial \vec{\mathbf{r}}}{\partial \theta} = -R \sin \theta \hat{\mathbf{u}}_x + R \cos \theta \hat{\mathbf{u}}_y \\ \hat{\mathbf{e}}_z = \frac{\partial x^i}{\partial z} \hat{\mathbf{u}}_i = \frac{\partial \vec{\mathbf{r}}}{\partial z} = \hat{\mathbf{u}}_z \end{cases} \quad (4.65)$$

Poiché

$$|\hat{\mathbf{e}}_R| = \left| \frac{\partial \vec{\mathbf{r}}}{\partial R} \right| = 1 \quad |\hat{\mathbf{e}}_\theta| = \left| \frac{\partial \vec{\mathbf{r}}}{\partial \theta} \right| = R \quad |\hat{\mathbf{e}}_z| = \left| \frac{\partial \vec{\mathbf{r}}}{\partial z} \right| = 1, \quad (4.66)$$

il cambiamento dalla base cartesiana $(\hat{\mathbf{u}}_x, \hat{\mathbf{u}}_y, \hat{\mathbf{u}}_z)$ alla base *ortonormale* cilindrica $(\hat{\mathbf{u}}_R, \hat{\mathbf{u}}_\theta, \hat{\mathbf{u}}_z)$ è

$$\begin{cases} \hat{\mathbf{u}}_R = \frac{\hat{\mathbf{e}}_R}{|\hat{\mathbf{e}}_R|} = \cos \theta \hat{\mathbf{u}}_x + \sin \theta \hat{\mathbf{u}}_y \\ \hat{\mathbf{u}}_\theta = \frac{\hat{\mathbf{e}}_\theta}{|\hat{\mathbf{e}}_\theta|} = -\sin \theta \hat{\mathbf{u}}_x + \cos \theta \hat{\mathbf{u}}_y \\ \hat{\mathbf{u}}_\varphi = \frac{\hat{\mathbf{e}}_\varphi}{|\hat{\mathbf{e}}_\varphi|} = \hat{\mathbf{u}}_z \end{cases} \quad (4.67)$$

La matrice del cambiamento di base ortonormale M è una rotazione assiale attorno all'asse z in senso antiorario, e la relazione di cui sopra si può scrivere matricialmente come

$$\begin{pmatrix} \hat{\mathbf{u}}_R \\ \hat{\mathbf{u}}_\theta \\ \hat{\mathbf{u}}_z \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{u}}_x \\ \hat{\mathbf{u}}_y \\ \hat{\mathbf{u}}_z \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & -\sin \theta & 0 \\ \sin \theta & \cos \theta & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \hat{\mathbf{u}}_x \\ \hat{\mathbf{u}}_y \\ \hat{\mathbf{u}}_z \end{pmatrix} \quad (4.68)$$

Si osservi in particolare che M è *ortogonale*, quindi $M^{-1} = M^T$. Pertanto, il cambiamento delle componenti di un campo vettoriale $\vec{\mathbf{E}}$ dalle cartesiane alle cilindriche è

$$(E_r \ E_\theta \ E_\varphi) = (E_x \ E_y \ E_z) M^{-1} = (E_x \ E_y \ E_z) M^T \quad (4.69)$$

Elemento di linea Lo spostamento infinitesimo da $\vec{\mathbf{r}} = (r, \theta, z)$ a $\vec{\mathbf{r}} + d\vec{\mathbf{r}} = (r + dr, \theta + d\theta, z + dz)$ è

$$d\vec{\mathbf{s}} = \left| \frac{\partial \vec{\mathbf{r}}}{\partial q^i} \right| dq^i \hat{\mathbf{u}}_i = \left| \frac{\partial \vec{\mathbf{r}}}{\partial R} \right| dR \hat{\mathbf{u}}_R + \left| \frac{\partial \vec{\mathbf{r}}}{\partial \theta} \right| d\theta \hat{\mathbf{u}}_\theta + \left| \frac{\partial \vec{\mathbf{r}}}{\partial z} \right| dz \hat{\mathbf{u}}_z = dR \hat{\mathbf{u}}_R + R d\theta \hat{\mathbf{u}}_\theta + dz \hat{\mathbf{u}}_z \quad (4.70)$$

Essendo la metrica associata alle coordinate cilindriche ortogonale, l'elemento di linea diventa

$$ds^2 = dR^2 + R^2 d\theta^2 + dz^2 \quad (4.71)$$

Operatore nabla Ricaviamo, per semplicità, l'espressione dell'operatore nabla dalla definizione intrinseca di gradiente. Presa una funzione V arbitraria, inserendo lo spostamento infinitesimo 4.70 nella 4.36 si ricava

$$dV = \frac{\partial V}{\partial R} dR + \frac{\partial V}{\partial \theta} d\theta + \frac{\partial V}{\partial z} dz = \vec{\nabla}_R V dR + \vec{\nabla}_\theta V R d\theta + \vec{\nabla}_z V dz,$$

da cui

$$\vec{\nabla} V = \frac{\partial V}{\partial R} \hat{\mathbf{u}}_R + \frac{1}{R} \frac{\partial V}{\partial \theta} \hat{\mathbf{u}}_\theta + \frac{\partial V}{\partial z} \hat{\mathbf{u}}_z \quad (4.72)$$

e quindi l'espressione dell'operatore nabla è

$$\vec{\nabla} = \frac{\partial}{\partial R} \hat{\mathbf{u}}_R + \frac{1}{R} \frac{\partial}{\partial \theta} \hat{\mathbf{u}}_\theta + \frac{\partial}{\partial z} \hat{\mathbf{u}}_z \quad (4.73)$$