PER L'ENERGIA CINETICA $\frac{d}{dt}(T+qV)=\partial_t[q(V-\bar{v}\cdot\bar{A})]$

$\Rightarrow \frac{d}{dt}(T+qV)=\partial_t U_{ED} \Rightarrow \bar{A}$ RAPPRESENTA IL MOMENTO POTENZIALE PER UNITÀ DI CARICA E V RAPPRESENTA L'ENERGIA POTENZIALE PER UNITÀ DI CARICA (MA QUESTO ERA GIÀ NOTO!)

- CONSIDERAZIONI SUI GAUGE IN E.D. IL CAMPO $\bar{E}$, IL CAMPO $\bar{B}$, COME TUTTI I CAMPI VETTORIALI POSSONO ESSERE SEPARATI IN UNA COMPONENTE LONGITUDINALE ($\bar{\nabla}\times$ NULLO) E UNA COMPONENTE TRASVERSA ($\bar{\nabla}\cdot$ NULLA). IL VANTAGGIO DI QUESTA SCOMPOSIZIONE È CHE PERMETTE DI EVIDENZIARE LE "VERE" VARIABILI DINAMICHE DELL'E.D. $\Rightarrow \bar{E}=\bar{E}_L+\bar{E}_T$ E $\bar{B}=\bar{B}_L+\bar{B}_T$ DOVE $\nabla\times E_L=\emptyset$, $\bar{\nabla}\cdot\bar{E}_T=\emptyset$, $\bar{\nabla}\times\bar{B}_L=\emptyset$, $\bar{\nabla}\cdot\bar{B}_T=\emptyset$ USANDO $\bar{\nabla}\cdot\bar{E}_T=\emptyset$ NELLA LEGGE DI GAUSS SI TROVA $\bar{\nabla}\cdot E_L=\rho/\varepsilon$. INVECE $\bar{B}$ È PURAMENTE TRASVERSO ESSENDO $\bar{\nabla}\cdot\bar{B}=\emptyset$ SEMPRE. LA LEGGE DI FARADAY-NEUMANN-LENZ DIVENTA $\bar{\nabla}\times\bar{E}_T=-\partial_t\bar{B}_T$. SE SCOMPONIAMO LA $\bar{J}=\bar{J}_L+\bar{J}_T$ ($\bar{J}_T=\emptyset$ SEMPRE) L'EQ. DI CONTINUITÀ $\bar{\nabla}\cdot\bar{J}=-\partial_t\rho$ DIVENTA $\bar{\nabla}\cdot\bar{J}_L=-\partial_t\rho$. COMBINANDO QUESTA RELAZIONE CON LA ∂_t DELLA LEGGE DI GAUSS OTTENIAMO $\boxed{\bar{\nabla}\cdot(\partial_t\bar{E}_L+\bar{J}_L/\varepsilon_0)=\emptyset}$.
IL CAMPO $\partial_t\bar{E}_L+\bar{J}_L/\varepsilon_0$ ESSENDO LONGITUDINALE $\Rightarrow$ ROTORE NULLO, MA ANCHE LA SUA DIVERGENZA È NULLA $\Rightarrow$ HA LAPLACIANO NULLO $\Rightarrow$ È OVUNQUE NULLO $\Rightarrow \partial_t\bar{E}_L=-\bar{J}_L/\varepsilon_0 \Rightarrow \varepsilon_0\partial_t\bar{E}_L+\bar{J}_L=\emptyset$. QUESTO CI PERMETTE DI RISCRIVERE L'EQ. DI AMPÈRE MAX. NEL MODO SEGUENTE, AVENDO STABILITO CHE $\bar{B}$ È SOLO

TRASVERSALE $\bar{\nabla}\times\bar{B}_T=\mu_0(\bar{J}_L+\bar{J}_T)+\varepsilon_0\mu_0\partial_t(\bar{E}_T+\bar{E}_L)$

$\bar{\nabla}\times\bar{B}_T=\mu_0\bar{J}_T+\varepsilon_0\mu_0\partial_t\bar{E}_T+\mu_0\underbrace{(\bar{J}_L+\varepsilon_0\partial_t\bar{J}_L)}_{=\emptyset}$ $\Rightarrow$

$\bar{\nabla}\times\bar{B}_T=\mu_0(\bar{J}_T+\varepsilon_0\partial_t\bar{E}_T)$. LE EQS. DI MAXWELL ALLORA DIVENTANO

1 $\bar{\nabla}\cdot\bar{E}_L=\dfrac{\rho}{\varepsilon_0}$

2 $\bar{\nabla}\cdot\bar{B}=\emptyset\Rightarrow\bar{B}_L=\emptyset$ SEMPRE $\Rightarrow$

3 $\bar{\nabla}\times\bar{E}_T-\partial_t\bar{B}_T=\emptyset$

4 $\bar{\nabla}\times\bar{B}_T=\mu_0(\bar{J}_T+\varepsilon_0\partial_t\bar{E}_T)$

LE EQS. DI MAXWELL SONO SEPARATE IN DUE GRUPPI: LE EQS 3 E 4 SONO PER CAMPI TRASVERSI E SONO LE VERE EQS. DEL MOTO DAL MOMENTO CHE CONTENGONO LE DERIVATE TEMPORALI, MENTRE LE EQ. PER I CAMPI LONGITUDINALI 1 E 2 SONO DEI SEMPLICI VINCOLI $\Rightarrow$ $\bar{E}_L$ E $\bar{B}_L$ NON SONO VERE VARIABILI DINAMICHE ESSENDO FISSATE ISTANTE PER ISTANTE DALLE CONDIZIONI $\bar{\nabla}\cdot\bar{E}_L=\rho/\varepsilon_0$ E $\bar{B}_L=\emptyset\Rightarrow$ I GRADI DI LIBERTÀ DINAMICI SONO I CAMPI TRASVERSI $\bar{E}_T$ E $\bar{B}_T$.

A QUESTO PUNTO SIAMO PRONTI PER FARE UNA RIFLESSIONE IMPORTANTE SULLA FISICA CHE RIGUARDA I GAUGE DI COULOMB E DI LORENZ. PER QUESTO SCOMPONIAMO $\bar{A}=\bar{A}_L+\bar{A}_T\Rightarrow\bar{A}'=\bar{A}+\bar{\nabla}\lambda\Rightarrow$

$\bar{A}'_T+\bar{A}'_L=\bar{A}_T+\bar{A}_L+\bar{\nabla}\lambda$, MA PER DEFINIZIONE, DA UN GRADIENTE DI UNA FUNZIONE SCALARE SI OTTIENE UN CAMPO VETTORIALE LONGITUDINALE $\Rightarrow$

$\bar{A}'_T=\bar{A}_T$; $\bar{A}'_L=\bar{A}_L+\nabla\lambda$ $\Rightarrow$ $\bar{A}_T$ E' UN' INVARIANTE DI GAUGE, DIVERSAMENTE $\bar{A}_L$ E $V'=V-\partial_t\lambda$ SONO GAUGE DIPENDENTI $\Rightarrow$ L'OPERAZIONE DI

GAUGE PUÒ ELIMINARE $\bar{A}_L$ E/O V, MA NON $\bar{A}_T = \bar{A}'_T$ CHE SONO GRADI DI LIBERTÀ DINAMICI PERCIÒ NON ELIMINABILI.

UN'ULTERIORE CONSIDERAZIONE RELATIVA AI GAUGE RIGUARDA LE EQS. $\bar{B} = \bar{\nabla} \times \bar{A}$ E $\bar{E} = -\bar{\nabla} V - \partial_t \bar{A}$, ESSE NON DETERMINANO IN MODO UNIVOCO I POTENZIALI, INFATTI, DATI I CAMPI $\bar{E}$ E $\bar{B}$ POSSIAMO TROVARE INFINITI POTENZIALI CHE SODDISFANO TALI RELAZIONI. PER ES. CONSIDERIAMO $\bar{B} = \bar{\nabla} \times \bar{A}$. $\bar{B}$ NON VARIA SE

$\bar{A}(\bar{r},t) \to \bar{A}'(\bar{r},t) = \bar{A}(\bar{r},t) + \bar{\nabla}\lambda(x,t)$ (CON $\lambda(x,t)$ GENERICA FUNZIONE SCALARE). INFATTI,

$\bar{\nabla} \times A'(\bar{r},t) = \bar{\nabla} \times (\bar{A}(\bar{r},t) + \bar{\nabla} \times \bar{\nabla}\lambda(x,t)$ MA ESSENDO IL $\bar{\nabla} \times (\bar{\nabla}) = 0 \Rightarrow \bar{B} \to \bar{B}' = \bar{\nabla} \times \bar{A}' = \bar{\nabla} \times A + \bar{\nabla} \times \bar{\nabla}\lambda = \bar{\nabla} \times \bar{A} = \bar{B}$. D'ALTRA PARTE CONSIDERANDO

$\bar{E} = -\bar{\nabla} V - \partial_t \bar{A}$ SE $\bar{E} \to E' = -\bar{\nabla} V - \partial_t A' = \underbrace{-\bar{\nabla} V - \partial_t \bar{A}}_{\bar{E}} - \partial_t \bar{\nabla}\lambda$ $\Rightarrow$
$= -E - \partial_t \bar{\nabla}\lambda$. SE SIMULTANEAMENTE TRASFORMIAMO $V \to V' = V - \partial_t \lambda$ $\bar{E}$ NON VARIA

$\bar{E} \to \bar{E}' = -\bar{\nabla} V' - \partial_t \bar{A}' = -\bar{\nabla} V + \bar{\nabla}\partial_t \lambda - \partial_t \bar{A} - \partial_t \bar{\nabla}\lambda \Rightarrow$
$= -\bar{\nabla} V - \partial_t \bar{A} = \bar{E}$, DOVE ABBIAMO UTILIZZATO LE TRASFORMAZIONI DI GAUGE RICAVATE IN PRECEDENZA. QUINDI LE TRASFORMAZIONI CHE ABBIAMO USATO LASCIANO INVARIATI I CAMPI E DI CONSEGUENZA LE EQS. DI MAXWELL. ESSE PERCIÒ RAPPRESENTANO UNA SIMMETRIA DELL'E.D.

- OSSERVAZIONE SUL GAUGE DI COULOMB

IL GAUGE DI COULOMB CONSISTE NEL PORRE $\boxed{\bar{\nabla} \cdot \bar{A} = \emptyset}$

SCOMPONENDO $\bar{A} = \bar{A}_L + \bar{A}_T \Rightarrow \bar{\nabla}\cdot\bar{A}_L + \bar{\nabla}\cdot\bar{A}_T = \emptyset$. MA LA $\bar{\nabla}\cdot\bar{A}_L = \emptyset$ PER IL TEOREMA DI HELMHOLTZ $\Rightarrow$ $\bar{A}_L = \emptyset$ E $\bar{\nabla}\cdot\bar{A} = \bar{\nabla}\bar{A}_T$

QUESTO GAUGE NON È COVARIANTE. IL SIGNIFICATO DI QUESTA AFFERMAZIONE LO COMPRENDEREMO MEGLIO QUANDO FAREMO LA RELATIVITÀ SPECIALE, PER ORA SIGNIFICA CHE ESSO PUÒ VALERE SOLO NEL S.d.R INERZIALE SCELTO.

- OSSERVAZIONE PARTENDO $\bar{\nabla}\cdot\bar{E} = \rho/\varepsilon_0$ E $\bar{E} = -\nabla V - \partial_t \bar{A}$ APPLICANDO LA $(\bar{\nabla}\cdot)$ ALLA SECONDA OTTENIAMO $\bar{\nabla}\cdot\bar{E} = -\bar{\nabla}^2 V - \partial_t \bar{\nabla}\cdot\bar{A} = \rho/\varepsilon_0$. USANDO IL GAUGE $\bar{\nabla}\cdot\bar{A} = \emptyset \Rightarrow \nabla^2 V = -\rho/\varepsilon_0$ DOVE V SODDISFA L'EQUAZIONE DI POISSON. NEL GAUGE DI COULOMB V È IL POTENZIALE ISTANTANEO (COME ABBIAMO GIÀ VISTO). N.B. ISTANTANEO NON SIGNIFICA CHE NON EVOLVE NEL TEMPO, MA CHE CAMBIA ISTANTANEAMENTE. QUESTO È CONSISTENTE CON IL FATTO CHE ESSO NON È UN'OSSERVABILE FISICA, MA HA SOLO UN SIGNIFICATO MATEMATICO. IN ALTRE PAROLE $V(\bar{r},t)$ IN UN CERTO ISTANTE E IN UN CERTO PUNTO DELLO SPAZIO VARIA CON $\rho(\bar{r},t)$ NELLO STESSO ISTANTE.

L'EQUAZIONE DEL MOTO

$$\left(\nabla^2\bar{A} - \varepsilon_0\mu_0\partial_t^2\bar{A}\right) - \bar{\nabla}\left(\bar{\nabla}\cdot\bar{A} + \varepsilon_0\mu_0\partial_t V\right) = -\mu_0\bar{J}$$

NEL GAUGE DI COULOMB DIVENTA

$$\nabla^2\bar{A} - \varepsilon_0\mu_0\partial^2\bar{A} = -\mu_0\bar{J} + \varepsilon_0\mu_0\bar{\nabla}\partial_t V$$

DERIVANDO RISPETTO AL TEMPO $\varepsilon_0\nabla^2 V = -\rho$ E COMBINANDOLA CON $\bar{\nabla}\cdot\bar{J}_L + \partial_t(\rho) = 0$ OTTENIAMO

$\bar{\nabla}\cdot(\bar{\nabla}\varepsilon_0\partial_t V - \bar{J}_L) = \varnothing$. LA QUANTITÀ TRA $(\cdots)$ HA $\bar{\nabla}\cdot$ E $\bar{\nabla}\times$ NULLI $\Rightarrow$ ∇^2 È NULLO, E NELLA IPOTESI CHE $V \to \varnothing$ E $\bar{J}_L \to \varnothing$ RAPIDAMENTE $\Rightarrow$ $(\bar{\nabla}\varepsilon_0\partial_t V - \bar{J}_L) = \varnothing$. ORA SCRIVENDO IL TERMINE NELLA EQ. DEL MOTO CON $\bar{\nabla}\cdot\bar{A} = 0$

$$-\mu_0\bar{J} + \varepsilon_0\mu_0\bar{\nabla}\partial_t V = \mu_0(\bar{\nabla}\varepsilon_0\partial_t V + \bar{J}_L + \bar{J}_T) =$$

$$\mu_0(\bar{\nabla}\varepsilon_0\partial_t V + \bar{J}_L) + \mu_0\bar{J}_T \quad \text{ESSENDO} = \varnothing$$

L'EQ. DEL MOTO DIVENTA $\nabla^2\bar{A} - \varepsilon_0\mu_0\partial_t^2\bar{A} = -\mu_0\bar{J}_T$.

QUINDI CONCLUDIAMO CHE NEL GAUGE DI COULOMB LA RELAZIONE TRA CAMPO $\bar{E}$ E POTENZIALI: $\bar{E} = -\bar{\nabla}V - \partial_t\bar{A}$ SI SEPARA NEL SEGUENTE MODO $\bar{E}_T + \bar{E}_L = -\bar{\nabla}V - \partial_t\bar{A}_L - \partial_t\bar{A}_T$ CON ∇V CHE È SEMPRE LONGITUDINALE (UN $\bar{\nabla}$ TRASVERSO È OVVIAMENTE $\varnothing$) E $\bar{A}_L = \varnothing$ $\Rightarrow$

$\bar{E}_L = -\nabla V$, $\bar{E}_T = -\partial_t\bar{A}_T$. SI VERIFICA CHE DATO UN POTENZIALE $\bar{A}$ CHE SODDISFA UNA TRASFORMAZIONE DI GAUGE GENERATA DA $\lambda(\bar{r},t)$ CON $\nabla^2\lambda = \varnothing$ PRODUCE UN $\bar{A}'$ CHE È ANCORA NEL GAUGE DI COULOMB. SE SI RICHIEDE CHE $\bar{A} \to \bar{A}'$ SIA REGOLARE OVUNQUE L'UNICA CLASSE DI SOLUZIONE DELLA $\nabla^2\lambda = \varnothing$ È $\lambda = \text{COST}$ $\Rightarrow$ $\bar{A} = A'$ E IN QUESTO CASO IL GAUGE DI COULOMB È UNICO. IN CONCLUSIONE IL GAUGE DI COULOMB CONSISTE NELL'ELIMINARE LA COMPONENTE LONGITUDINALE DI $\bar{A}$ $(\bar{A}_L = 0)$ E PER QUESTO È UN GAUGE CHE È VANTAGGIOSO SOLO NELLE CONDIZIONI STATICHE DELL'E.M.

- OSSERVAZIONE SUL GAUGE DI LORENZ. LA CONDIZIONE DEL GAUGE DI LORENZ E' $\boxed{\bar{\nabla}\cdot\bar{A} = -\varepsilon_0\mu_0\partial_t V}$

COME ABBIAMO VISTO QUESTO GAUGE SEMPLIFICA NOTEVOLMENTE L'EQ. DEL MOTO DI $\bar{A}$ CHE DIVENTA

$\Box^2\bar{A} = -\mu_0\bar{J}$ MENTRE PER V SI OTTIENE UNA RELAZIONE FORMALMENTE ANALOGA $\Box^2 V = -\rho/\varepsilon_0$

$\Rightarrow$ SONO DELLE EQS. DELLE ONDE IN ASSENZA DI SORGENTI. IL VANTAGGIO DI QUESTO GAUGE E' LA SUA INVARIANZA RELATIVISTICA. A DIFFERENZA DEL GAUGE DI COULOMB ESSO E' LO STESSO IN TUTTI I S.d.R INERZIALI. TUTTAVIA, NON RIMUOVE LE COMPONENTI NON DINAMICHE V E $\bar{A}_L$. INOLTRE $\bar{\nabla}\cdot\bar{A}+\varepsilon_0\mu_0\partial V=0$ NON FISSA UNICAMENTE I POTENZIALI, MA RIMANE UNA CERTA LIBERTA' DI GAUGE (PER SAPERNE DI PIÙ VEDI V. BARONE - RELATIVITÀ - BOLLATI - BORINGHIERI PAG. 317)

- $\boxed{\text{SINTESI}}$: FORZE, CAMPI, POTENZIALI E GAUGE IN A "NUTSHELL".

- LE EQ. DI MAXWELL SONO UNA SINTESI DI COME LE FORZE ELETTRICHE E MAGNETICHE SI MANIFESTANO E SI MISURANO NELLE INTERAZIONI TRA CARICHE E CORRENTI. LE EQS. DI MAXWELL ASSIEME ALLA FORZA DI LORENTZ SONO IN GRADO DI SPIEGARE IN TERMINI CLASSICI TUTTA LA FENOMENOLOGIA DELLE INTERAZIONI E.M.

- LE EQS. DI MAXWELL SI POSSONO SUDDIVIDERE IN EQS. DIFFERENZIALI (INTEGRALI) OMOGENEE

$\bar{\nabla}\cdot\bar{B}=\emptyset$ E $\bar{\nabla}\times\bar{E}+\partial_t\bar{B}=\emptyset$ E INOMOGENEE $\bar{\nabla}\cdot\bar{E}=\rho/\varepsilon_0$ E $\bar{\nabla}\times\bar{B}-\varepsilon_0\mu_0\partial_t\bar{E}=\mu_0\bar{J}$. QUESTE ULTIME CONTENGONO I TERMINI SORGENTI DEI CAMPI.

- SI TRATTA DI RISOLVERE, NEL CASO PIÙ GENERALE UN PROBLEMA CON 9 VARIABILI (INCOGNITE): E_x, E_y, E_z; B_x, B_y, B_z; F_x, F_y, F_z. QUESTE VARIABILI NON SONO TUTTE INDIPENDENTI $\Rightarrow$ ESISTE, POTENZIALMENTE, UNA STRATEGIA MATEMATICA PER RIDURLE. "FIGLI" DI QUESTA STRATEGIA SONO I POTENZIALI E.M.

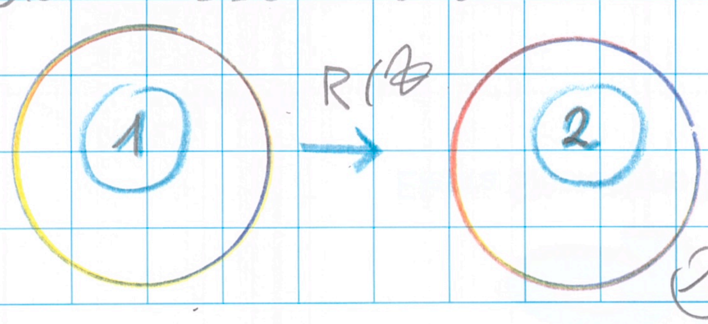
- LA STRATEGIA CONSISTE NEL DEFINIRE QUESTI POTENZIALI IN MODO TALE CHE ESSI SODDISFINO LE EQS. DI MAXWELL OMOGENEE E QUINDI SOSTITUIRE I CAMPI ($\bar{E}$ E $\bar{B}$) CON QUESTI POTENZIALI NELLE EQS. DISOMOGENEE. A QUESTO PUNTO LE EQS. DI MAXWELL E LA FORZA DI LORENTZ SI RIDUCONO A TRE EQS. DIFF. CHE DIPENDONO DA V E DA $\bar{A}$

1. $$\left(\nabla^2\bar{A}-\varepsilon_0\mu_0\partial_t^2\bar{A}\right)-\bar{\nabla}\left(\bar{\nabla}\cdot\bar{A}+\varepsilon_0\mu_0\partial_t V\right)=-\mu_0\bar{J}$$
2. $$\nabla^2 V+\partial_t\left(\bar{\nabla}\cdot\bar{A}\right)=-\rho/\varepsilon_0$$
3. $$\bar{F}=\frac{d\bar{P}}{dt}=-q\left[\partial_t\bar{A}+\left(\bar{v}\cdot\bar{\nabla}\right)\bar{A}+\bar{\nabla}\left(V-\bar{v}\cdot\bar{A}\right)\right]$$

RISOLVERE UN PROBLEMA (DESCRIVERE UN FENOMENO) IN E.D. SIGNIFICA RISOLVERE LE EQS. DI MAXWELL E QUELLA DI LORENTZ IL CHE È EQUIVALENTE A RISOLVERE LE EQS DEI POTENZIALI 1, 2 E 3.

- QUESTE EQS. RIDUCONO IL PROBLEMA DA 9 VARIABILI DIPENDENTI A 4 VARIABILI (V, A_x, A_y, A_z) MA ANCORA DIPENDENTI
- L'UTILIZZO DEI GAUGE SEMPLIFICA ULTERIORMENTE LE EQS. DEI POTENZIALI, CHE DIVENTANO
$$\Box^2 \bar{A} = -\mu_0 J \; ; \; \Box^2 V = -\rho/\varepsilon_0$$
- NEL CASO DEL GAUGE DI LORENTZ $\bar{\nabla} \cdot \bar{A} = -\varepsilon_0 \mu_0 \partial_t V$

ESSO CONSENTE DI SCRIVERE UNA DELLE 4 VARIABILI IN FUNZIONE DELLE ALTRE MEDIANTE UNA TRASFORMAZIONE DI GAUGE CON $\lambda(\bar{r}, t)$ CHE SODDISFA $\nabla^2 \lambda - \varepsilon_0 \mu_0 \partial_t^2 \lambda = 0$ (QUESTO NON L'ABBIAMO DIMOSTRATO QUI - IBIDEM V. BARONE - . IN QUESTO CASO TUTTA LA FENOMENOLOGIA DELLA E.D. CLASSICA SI RIDUCE A PROBLEMI CON DUE VARIABILI DINAMICHE INDIPENDENTI $(A_x, \bar{A}_y)$ E UNA NON DINAMICA (V).
- ABBIAMO DETTO PIÙ VOLTE CHE LE TRASFORMAZIONI DI GAUGE RAPPRESENTANO UNA SIMMETRIA DELL'E.M. PERCHÉ LASCIANO INVARIATI I CAMPI E DI CONSEGUENZA LE EQS. DI MAXWELL (LA FORZA DI LORENTZ NON È SOGGETTA A TRASFORMAZIONI DI GAUGE). VEDIAMO DI CAPIRE QUESTO CONCETTO CON UN'ESEMPIO SEMPLICE.



QUALSIASI $R(\theta)$ TRASFORMA 1 -> 2 IN UNA FIGURA INDISTINGUIBILE DALLA 1 => LA FIGURA È

TOTAL SIMMETRICA RISPETTO A $R(\theta)$

IL PUNTO INTRODOTTO "ROMPE" LA SIMMETRIA. ORA SOLO $R(2\pi)$ O $R(2n\pi)$ RENDE (1) INDISTINGUIBILE DA (2)

$R(2n\pi)$ E' PERCIO' UNA TRASFORMAZIONE CHE RAPPRESENTA UNA SIMMETRIA DEL SISTEMA

IN MODO ANALOGO UNA TRASFORMAZIONE APPLICATA AI CAMPI E.M. $\bar{E} \xrightarrow{G} \bar{E}'$ E $\bar{B} \xrightarrow{G} \bar{B}'$ CHE RENDE $\bar{E}'$ E $\bar{B}'$ INDISTINGUIBILI DA $\bar{E}$ E $\bar{B}$ RAPPRESENTA UNA SIMMETRIA DELLE EQS. CHE DEFINISCONO $\bar{E}$ E $\bar{B}$ (DUNQUE DELLE EQS. DI MAXWELL).

- CONTEST. PRODURRE CON UNO SCHEMA LA SINTESI DESCRITTA NELLE PAG. 268-270 -
- LEZIONE #24