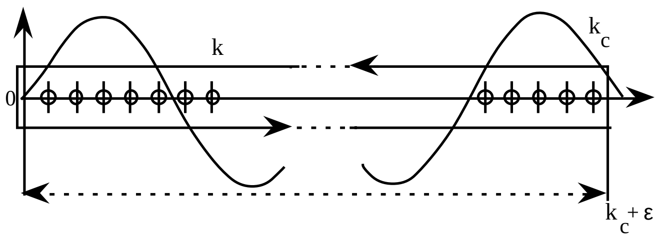
Accelerazioni imprevedibili

I punti singolari di funzioni analitiche disposti su opportune linee hanno come segno fisico i residui definiti dall'integrale di Cauchy le cui linee chiuse d'integrazione possono restringersi arbitrariamente intorno al punto.
Anche se il punto fisico limita lo stringimento arbitrario, risulta gia stabilita con sufficiente precisione la collocazione di tali punti singolari o piccole lacune.
Ciò che succede all'interno di un intervallo temporale unitario tra punti singolari di risolventi o zeri di determinanti di Fredholm ordinati su una retta non riguarda la struttura segnata dai punti singolari mediante residui.
Le infinite possibili partizioni di punti fisici o lacune in elementi di una struttura di livello inferiore nella rappresentazione, e le conseguenti partizioni degli intervalli temporali, provocano per l'infinità di livelli.
Da questi livelli emerge una imprevedibilità essenziale dovuta alle possibili retroazioni positive sull'informazione da complessità.
Diversamente dalle accelerazioni prevedibili, quelle imprevedibili corrispondono sempre a rotture, formazioni o modifiche di strutture, comprese quelle momentanee relative all'elasticità.
Siccome ogni struttura può essere considerata elemento di un livello di organizzazione superiore ed ogni rottura una partizione in nuovi elementi del livello vicino, c'è da aspettarsi il coinvolgimento di tale livello della rappresentazione nello studio di questi moti .

I residui nelle singolarità della risolvente $R\left(\frac{Q}{R}\middle|\tau\right)$ e il determinante D(τ) dell'equazione omogenea di Fredholm presuppongono la fissazione del numero z di elementi indivisi e, quando questo numero cambia, da quell'istante comincia una nuova sequenza punti singolari che definiscono gli elementi della nuova struttura permanente o momentanea.
Questa sequenza ha un futuro limitato per quanto riguarda la calcolabilità, perché D(τ) ha una derivata negli interi di modulo crescente, per cui esiste un intero reale del piano τ di valore $t = k_c + 1$ per cui tale pendenza γ supera quella unitaria della luce.
L'esistenza di curve del piano τ che avvolgano ciascun punto singolare è implicita nella stessa definizione di residuo come oggetto fisico importato dall'analisi, ma altra cosa è una curva avvolgente più punti singolari e quindi non localizzata nel tempo.
Una sequenza limitata da 0 a k_c di residui di segno alterno e disposti sull'asse reale può essere avvolta da una curva percorsa nel verso positivo che definisce la somma dei residui, ma anche da curve che ne escludono alcuni.



Due segmenti di rette del piano τ ai lati dell'asse t e ad esso paralleli raccordati in $t = -\varepsilon$ e in $t = k_c + \varepsilon$ determinano una curva chiusa, che avvolge nel senso positivo indicato, i k_c punti singolari di $R\left(\frac{Q}{R}\middle|\tau\right)$ dell'intervallo di calcolabilità del residuo somma.
Una sinusoide con zeri sull'asse t e di periodo intero avvolge ed esclude pacchetti uguali di punti singolari a seconda della posizione della linea di chiusura del cammino con ovvie modifiche dei pacchetti avvolti ed esclusi quando gli zeri della sinusoide si scostano dall'asse reale.
I pacchetti di singolarità tagliati da una sinusoide sono quelli tagliati da ogni altra funzione con gli stessi zeri, ed è ancora omologo alla sinusoide tutto il flusso di linee che tagliano l'asse reale all'interno degli stessi intervalli unitari.
Lo sviluppo in serie di Fourier delle linee taglianti pacchetti di residui non può contenere frequenze superiori a quella fondamentale di periodo 2 e solo multipli interi di tale periodo e ciò restringe molto la classe di funzioni omologhe alla sinusoide che possono essere considerate.

Per la linearità dell'equazione integrale di Fredholm le somme di soluzioni sono ancora soluzioni, e i residui negli

interi k : $r_k\binom{Q}{R} = k \int_\sigma N\binom{Q}{P} r_k\binom{P}{R}\, d\sigma_P$, come dimostrato nel testo **"Il principio di Mach...."**, verificano

tale equazione, e quindi le somme di residui per valori diversi di k sono grandezze fisiche dello spazio di Mach σ .
Infatti una somma di residui in singolarità disposte sugli interi dell'asse t tra 0 e k_c non è attribuibile a qualche punto dell'intervallo, ma ha un significato soltanto in σ.
Per definire le somme di residui conviene osservare che, come mostra la formula 25) del testo **"Il principio di Mach...."** $\int_\sigma r_i\binom{Q}{P} r_h\binom{P}{R}\, d\sigma_P = 0$ per $i \neq h$ i residui relativi a istanti diversi sono ortogonali in σ .

E' allora possibile definire in σ la grandezza associata all'intervallo tra 0 e k_c :

$$\Sigma\binom{Q}{R} = r_1\binom{Q}{R} + r_2\binom{Q}{R} + \dots r_h\binom{Q}{R} + \dots\dots r_{k_c-1}\binom{Q}{R} + r_{k_c}\binom{Q}{R}$$

come somma di funzioni tra loro ortogonali identificabile con una particella avente vita $T = k_c$.

In base alla formula 24) del testo **"Il principio di Mach...."** $-r_k\binom{Q}{R} = \int_\sigma r_k\binom{Q}{P} r_k\binom{P}{R}\, d\sigma_P$ ogni prodotto integrale di $\Sigma\binom{Q}{R}$ per se stessa fa ottenere solo un cambiamento di segno e ha quindi modulo invariante.
E' anche possibile definire un'altra grandezza indipendente dal tempo reale di k residui in punti singolari allineati tagliati da sinusoidi di periodo 2k e darle nome $\Sigma_k\binom{Q}{R}$ dove 2k può essere ritenuto il numero costante di unità del pacchetto piuttosto che la distanza temporale dall'origine.
Siccome tutti gli altri osservatori in moto uniforme vedono i pacchetti di residui allineati su rette inclinate bisogna supporre che la struttura diversamente percepita dai varii osservatori consista, nell'allineamento dei punti singolari.
Se un osservatore vede una sequenza di punti singolari, invece che allineati lungo una retta, su una linea ottenuta dalla retta mediante una trasformazione conforme, ciò significa che è animato da un moto accelerato in modo prevedibile.
Lo studio delle accelerazioni imprevedibili a partire da tale stato di moto è una complicazione formale di cui si potrà parlare riguardo ad una sovrapposizione dei due tipi di accelerazione.

Si è visto in **"Composizione dei moti"** che è possibile traslare con continuità nella direzione immaginaria la retta s = 0 dei punti singolari della risolvente mediante due rotazioni di Lorentz uguali di modulo e contrarie di segno in modo che i residui nei punti singolari traslati verifichino l'equazione di Fredholm.
Per quanto riguarda le traslazioni nella direzione dell'asse reale bisogna considerare la formula 12) e successive testo **"Il principio di Mach...."**

$$F(z) = \int_{-\infty}^{\infty} \frac{z^t}{\Gamma(t+1)}\, dt = e^z$$ che per derivazione rispetto a z fornisce F'(z) = F(z) .

Poiché lo zero divide l'intervallo d'integrazione $(-\infty,\infty)$ si può scrivere:

$$F'(z) = \int_{-\infty}^{0} \frac{t z^{t-1}}{t\Gamma(t)}\,dt + \int_{0}^{\infty} \frac{t z^{t-1}}{t\Gamma(t)}\,dt = \int_{-\infty}^{-1} \frac{z^{t}}{\Gamma(t+1)}\,dt + \int_{-1}^{\infty} \frac{z^{t}}{\Gamma(t+1)}\,dt = F(z)$$

e lo zero diventa traslato di un'unità.
Il passaggio dalla derivata alla primitiva non è simmetrico, perché può essere aggiunta e tolta ai due integrali una costante arbitraria o un polinomio in z che dopo un certo numero di derivazioni si annulla.

Allora solo per cambiamento di z cambia informazione globale e^{z} e possono avvenire traslazioni non unitarie.

Nel testo **"Composizione dei moti "** si dimostra, che l'osservatore che dispone gli zeri di D(τ) sull'asse reale, trova gli zeri del determinante D_γ relativo all'osservatore con zeri sulla retta di pendenza γ , nei punti del proprio piano $\tau = \frac{\tau'}{1+i\gamma}$ con Re(τ) = k intera. $D_\gamma(\tau) = D\left(\frac{\tau'}{1+i\gamma}\right) = \frac{z^{-\frac{\tau'}{1+i\gamma}}}{\Gamma\left(1-\frac{\tau'}{1+i\gamma}\right)}$

Non è quindi un caso particolare la modifica imprevedibile di un moto se si parte dallo stato dell'osservatore con zeri di D(τ) sull'asse reale.
Per tale osservatore in ogni punto τ = t + is con t = k passa una semiretta contenente gli zeri di D(τ') di altri osservatori con origine in qualche intero reale del primo.

Se per ciascuno vale D(0) = 1 e D(k + is) = 0 , il relativo $D\left(\frac{\tau'}{1+i\gamma}\right)$ visto da osservatore a zeri reali è un determinante di Fredholm e, sia per τ sia per τ', le sequenze della forma $\begin{matrix} \tau = & 0,1,2,3,.... \\ D(\tau)= & 1,0,0,0,.... \end{matrix}$ sono punti per soluzioni condivise nel senso che i valori di τ per i vari osservatori differiscono per una componente immaginaria.
L'istante in cui si forma una nuova struttura per cambiamento di z è lo zero di questa e in esso si ha D(0) = 1.
Visto che all'interno dell'intervallo temporale unitario non si fanno ipotesi sull'andamento del tempo e si considerano residui calcolati su curve chiuse, solo in tale intervallo le pendenze delle linee portanti gli zeri di D(τ) possono essere modificate.
Tali modifiche sono elementi di accelerazione che possono ripetersi anche negli intervalli unitari successivi per ulteriori cambiamenti di z.
Sempre nell'intervallo temporale unitario possono aver origine le semirette portanti gli zeri di due determinanti di Fredholm associati a due strutture provenienti da rottura di quella a z elementi.
Si può quindi studiare il caso dell'applicazione di un solo elemento di accelerazione e laciar proseguire con moto uniforme due strutture provenienti dalla rottura su linee di pendenze γ_1 e γ_2 rispetto all'asse reale di τ .

Per caratterizzare le soluzioni condivise da ogni osservatore con piani τ (a zeri reali) ,τ', τ''.... (a zeri su rette inclinate) e aventi la stessa t = k del piano τ = t + is si utilizza la trasformata di Laplace come si è citato alla fine del testo:**"Appendice 2"**.

Il fattore $\frac{\Gamma(\tau)}{z^{\tau}}$ della forma per $D(\tau) = \frac{\Gamma(\tau)}{z^{\tau}} \cdot \frac{\mathrm{sen}[\pi(\tau)]}{\pi}$ è una trasformata di Laplace con variabile z a partire da una variabile u definita da $L\,\{1(u)\} = \frac{1}{z}$, $L\,\{u\} = \frac{1}{z^2}$ ed in seguito $L\,(u^{\tau-1}) = \frac{\Gamma(\tau)}{z^{\tau}}$

Posto $\frac{\mathrm{sen}[\pi(\tau)]}{\pi} = c(\tau)$ parametro indifferente alla trasformazione $u \rightarrow z$, data la linearità della trasformata di Laplace $c(\tau)$ può oltrepassare il simbolo di trasformata e tralasciarsi nel calcolo che segue e poi riutilizzarsi per riscrivere: $L\,(u^{\tau-1})\cdot c(\tau) = c(\tau)\cdot \frac{\Gamma(\tau)}{z^{\tau}} = D(\tau)$.

Lo sdoppiamento mediante due numeri complessi a somma unitaria dell'esponente fa scrivere

$$L\left\{u^{\tau}\right\} = L\left\{u^{m\tau}\cdot u^{(1-m)\tau}\right\} = \frac{\Gamma(\tau+1)}{z^{\tau+1}}$$

Il prodotto integrale delle due funzioni trasformande $f(u) = u^{m\tau}$ e $g(u) = u^{(1-m)\tau}$ ha la forma:

$$\{f\ \ g\}(u) = \int_0^u f(v)g(u-v)dv = \int_0^u v^{m\tau}\cdot(u-v)^{(1-m)\tau}dv$$ e per il calcolo dell'integrale conviene porre: $\frac{v}{u} = x$

$$\{f\ \ g\}(u) = \int_0^1 (ux)^{m\tau}\cdot(u-ux)^{(1-m)\tau}u\cdot dx = u^{\tau+1}\int_0^1 x^{m\tau}\cdot(1-x)^{(1-m)\tau}dx$$ e l'ulteriore sostituzione $m\tau = p-1$

$(1-m)\tau = q-1$ porta l'integrale nella forma nota: $\int_0^1 x^{p-1}\cdot(1-x)^{q-1}dx = \beta(p,q)$ finendo il calcolo con:

$$\{f\ \ g\}(u) = u^{\tau+1}\cdot\beta\big(m\tau+1,(1-m)\tau+1\big)$$

Poiché la trasformata del prodotto integrale $u^{m\tau}\ \ u^{(1-m)\tau} = u^{\tau+1}\cdot\beta\big(m\tau+1,(1-m)\tau+1\big)$ è il prodotto delle singole trasformate, si ottiene:

$$L\left\{u^{\tau+1}\cdot\beta\big(m\tau+1,(1-m)\tau+1\big)\right\} = \frac{\Gamma[m\tau+1]}{z^{m\tau+1}}\cdot\frac{\Gamma[(1-m)\tau+1]}{z^{(1-m)\tau+1}} = \frac{1}{z^{\tau+2}}\cdot\frac{\Gamma[m\tau+1]\cdot\Gamma[(1-m)\tau+1]}{\Gamma[\tau+2]}\cdot\Gamma[\tau+2]$$

$$L\left\{u^{\tau+1}\cdot\beta\big(m\tau+1,(1-m)\tau+1\big)\right\} = \beta\big(m\tau+1,(1-m)\tau+1\big)\cdot\frac{\Gamma[\tau+2]}{z^{\tau+2}}$$

Siccome $L\left\{u^{\tau+1}\right\} = \frac{\Gamma[\tau+2]}{z^{\tau+2}}$ si ottiene il risultato che per queste particolari funzioni di τ, la funzione beta passa inalterata da fattore per la funzione trasformanda a fattore per la trasformata.

Evidentemente il fattore $\beta\big(m(\tau-2)+1,(1-m)(\tau-2)+1\big) = \beta\big(m(\tau-2)+1,\ \tau-[m(\tau-2)+1]\big)$ svolge lo stesso ruolo per la trasformazione $L\,(u^{\tau-1}) = \frac{\Gamma(\tau)}{z^{\tau}}$

Per fissare le idee si può porre il numero complesso $m \neq 0$ nel cerchio di raggio $\frac{1}{2}$ centrato nell'origine e poi

$m(\tau-2)+1 = \tau'$; $\tau-\tau' = \tau''$; $\beta\big(m(\tau-2)+1,\ \tau-[m(\tau-2)+1]\big) = \beta\big(\tau',\ \tau-\tau'\big) = \beta\big(\tau',\tau''\big)$ e conseguentemente il fattore che passa la trasformazione inalterato è $\beta\big(\tau',\tau''\big)$ secondo l'espressione:

$L\left\{u^{\tau'+\tau''-1}\cdot\beta\big(\tau',\tau''\big)\right\} = \frac{\Gamma(\tau'+\tau'')}{z^{\tau'+\tau''}}\cdot\beta\big(\tau',\tau''\big)$ che si confronta con $L\,(u^{\tau'+\tau''-1}) = \frac{\Gamma(\tau'+\tau'')}{z^{\tau'+\tau''}}$ ovvero $L\,(u^{\tau-1}) = \frac{\Gamma(\tau)}{z^{\tau}}$

Dalla relazione tra funzioni di Eulero $\Gamma(\tau'+\tau'')\cdot\beta\big(\tau',\tau''\big) = \Gamma(\tau')\Gamma(\tau'')$ valida nell'intero piano complesso si ha:

$\frac{\Gamma(\tau'+\tau'')}{z^{\tau'+\tau''}}\cdot\beta\big(\tau',\tau''\big) = \frac{\Gamma(\tau')}{z^{\tau'}}\cdot\frac{\Gamma(\tau'')}{z^{\tau''}}$ e siccome la funzione gamma non ha zeri al finito

$$L\left\{u^{\tau'+\tau''-1}\cdot\beta\big(\tau',\tau''\big)\right\}\cdot\frac{z^{\tau'}}{\Gamma(\tau')}\cdot\frac{z^{\tau''}}{\Gamma(\tau'')} = 1$$

Per passare ad espressioni in termini di determinanti di Fredholm si muta τ' in 1-τ' e τ''in 1-τ'' , e si ottiene:

$$L\left\{u^{(1-\tau')+(1-\tau'')-1}\cdot\beta\big((1-\tau'),(1-\tau'')\big)\right\}\cdot\frac{z^{1-\tau'}}{\Gamma(1-\tau')}\cdot\frac{z^{1-\tau''}}{\Gamma(1-\tau'')}=1$$

$$L\left\{u^{1-(\tau'+\tau'')}\cdot\beta\big((1-\tau'),(1-\tau'')\big)\right\}\cdot z^2\cdot D(\tau')\cdot D(\tau'')=1$$

ed ancora per sostituzione di τ' in 1-τ' e τ''in 1-τ'' nell'espressione di $L\left\{u^{\tau'+\tau''-1}\cdot\beta(\tau',\tau'')\right\}$

$$L\left\{u^{1-(\tau'+\tau'')}\cdot\beta\big((1-\tau'),(1-\tau'')\big)\right\}=\frac{\Gamma[2-(\tau'+\tau'')]}{z^{2-(\tau'+\tau'')}}\cdot\beta\big((1-\tau'),(1-\tau'')\big)$$

$$L\left\{u^{1-(\tau'+\tau'')}\cdot\beta\big((1-\tau'),(1-\tau'')\big)\right\}\cdot\frac{z^{2-\tau}}{\Gamma(2-\tau)}=\beta\big((1-\tau'),(1-\tau'')\big)$$

$$L\left\{u^{1-(\tau'+\tau'')}\cdot\beta\big((1-\tau'),(1-\tau'')\big)\right\}\cdot\frac{z^{2}}{1-\tau}\cdot\frac{z^{-\tau}}{\Gamma(1-\tau)}=\beta\big((1-\tau'),(1-\tau'')\big)$$

$$L\left\{u^{1-(\tau'+\tau'')}\cdot\beta\big((1-\tau'),(1-\tau'')\big)\right\}\cdot z^2\cdot D(\tau)=(1-\tau)\cdot\beta\big((1-\tau'),(1-\tau'')\big)$$

e moltiplicando entrambi i per l'unità prima ricavata in funzione di D(τ') e D(τ'') si ottiene:

$$D(\tau)=(1-\tau)\cdot\beta\big((1-\tau'),(1-\tau'')\big)\cdot D(\tau')\cdot D(\tau'')$$

Questa formula simmetrica rispetto a τ' e τ'' è la **formula di sdoppiamento** dei determinanti di Fredholm.

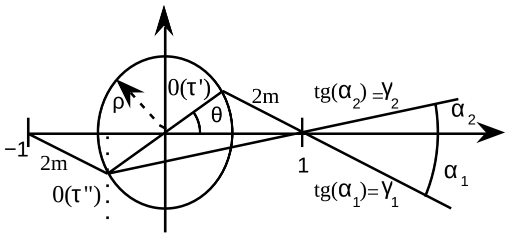
Per τ = 0 si ha: D(τ) = 1 e τ' = -τ'' e vale sia per τ' = τ* sia per τ''= τ* la relazione:

$$\beta\big((1-\tau^*),(1+\tau^*)\big)\cdot D(\tau^*)\cdot D(-\tau^*)=1$$

Per τ = k intero D(τ) = 0 e τ' = k -τ'' ; $0=(1-k)\cdot\beta\big((1-\tau^*),(1-k+\tau^*)\big)\cdot D(\tau^*)\cdot D(k-\tau^*)$ e quindi solo per k = 1 si può avere $\beta\big((1-\tau^*),(1-k+\tau^*)\big)\cdot D(\tau^*)\cdot D(k-\tau^*)=\beta\big((1-\tau^*),\tau^*\big)\cdot D(\tau^*)\cdot D(1-\tau^*)\neq 0$

L'aver posto m(τ -2)+1 = τ' insieme a τ = τ'+τ'' comporta $\tau=\frac{\tau'-1}{m}+2$ e $\tau=\frac{\tau''-1}{1-m}+2$

per τ = 0 si ha τ' = 1-2m e τ''= -(1-2m) ed essendo $\frac{\tau'-1}{m}=\frac{\tau''-1}{1-m}$ l'unità di τ' coincide con quella di τ'' qualunque sia m secondo lo schema:



Le tralazioni (generalmente piccole) $\rho\cdot e^{i\theta}$ delle origini di τ' e τ'' accorciano o allungano il primo intervallo unitario dei loro assi reali.

Ricordando da **"Composizione dei moti"** di aver posto γ =tg(α) si calcolano le pendenze delle rette portanti gli zeri dei piani τ' e τ'' in τ .

$$\gamma_1=-\frac{\rho\cdot sen(\theta)}{1-\rho\cdot cos(\theta)}\quad;\quad\gamma_2=-\frac{\rho\cdot sen(\theta)}{1+\rho\cdot cos(\theta)}\quad;\quad\rho\cdot sen(\theta)=-2m\cdot sen(\alpha_1)=-2m\cdot\frac{tg(\alpha_1)}{\sqrt{1+tg^2(\alpha_1)}}=\frac{-2m\cdot\gamma_1}{\sqrt{1+\gamma_1^{\,2}}}$$

$\rho\cdot sen(\theta) = \frac{-2m\cdot\gamma_1}{\sqrt{1+\gamma_1^2}} = \frac{-2(1-m)\cdot\gamma_2}{\sqrt{1+\gamma_2^2}}$ e ricordando ancora che $\frac{\gamma}{\sqrt{1+\gamma^2}} = \beta$ si ha:

$$m\cdot\beta_1 = (1-m)\cdot\beta_2$$

Inoltre si deve ricordare che $L^{-1}\left(\frac{1}{z}\right) = u$ è stato ripartito liberamente nei due fattori

$u^m \cdot u^{1-m} = e^{m\cdot\ln(u)}\cdot e^{(1-m)\cdot\ln(u)}$.

Ponendo ora $m\cdot\ln(u) = z_1$ e $(1-m)\cdot\ln(u) = z_2$ si può constatare che le espressioni $I_{g1}= e^{z_1}$ e $I_{g2}= e^{z_2}$ definiscono l'informazione da complessità per strutture a z_1 e z_2 elementi indistinguibili.
Si dovranno studiare in seguito partizioni ricorsive di strutture con le sole condizioni di possedere grandezze moltiplicative ed evidentemente esponenti additivi per dedurne la termodinamica di Boltzmann.

Per ora moltiplicando per ln(u) entrambi i membri dell'eguaglianza $m\cdot\beta_1 = (1-m)\cdot\beta_2$ si ottiene $z_1\cdot\beta_1 = z_2\cdot\beta_2$ formula che si interpreta come invarianza del baricentro per rottura della struttura a z_1+z_2 elementi.

Nel caso particolare $m = \frac{1}{2}$, dalle definizioni $m(\tau-2)+1 = \tau'$; $\tau-\tau' = \tau''$ si ottiene $\frac{\tau}{2} = \tau' = \tau''$ e la

formula di sdoppiamento diventa: $D(\tau) = (1-\tau)\cdot\beta\left(1-\frac{\tau}{2},\left(1-\frac{\tau}{2}\right)\right)\cdot D\left(\frac{\tau}{2}\right)\cdot D\left(\frac{\tau}{2}\right)$ e per ogni $\tau = k$ intero

$D(k) = (1-k)\cdot\beta\left(1-\frac{k}{2},\left(1-\frac{k}{2}\right)\right)\cdot D\left(\frac{k}{2}\right)\cdot D\left(\frac{k}{2}\right)$

Quando k è pari la formula è rispettata essendo $D(k) = D\left(\frac{k}{2}\right) = D\left(\frac{k}{2}\right) = 0$, mentre per $k = 2p+1$ dispari si annulla

$\beta\left(\frac{1}{2}-p,\frac{1}{2}-p\right)$ che è caso particolare di $\beta\left[\frac{1}{2}-h,\frac{1}{2}-k\right]$.

Il fatto che la funzione $\beta\left[\frac{1}{2}-h,\frac{1}{2}-k\right]$ sia nulla solo per h e k interi reali positivi (zeri di beta del semipiano reale negativo) discende dalla relazione: $\Gamma(x)\cdot(x+1)\cdots\cdots(x+n-2)\cdot(x+n-1) = \Gamma(x+n)$ e posto $x+n = y$, possibile, perché le relazioni tra le funzioni Γ si estendono a tutto il piano complesso, si ha:

$\Gamma(y-n)\cdot(y-n+1)\cdots\cdots(y-2)\cdot(y-1) = \Gamma(y)$ e poi $\Gamma(y-n) = \frac{\Gamma(y)}{(y-n+1)\cdots\cdots(y-2)\cdot(y-1)} = \frac{\Gamma(y)}{(y)_{-n}}$ e da questa:

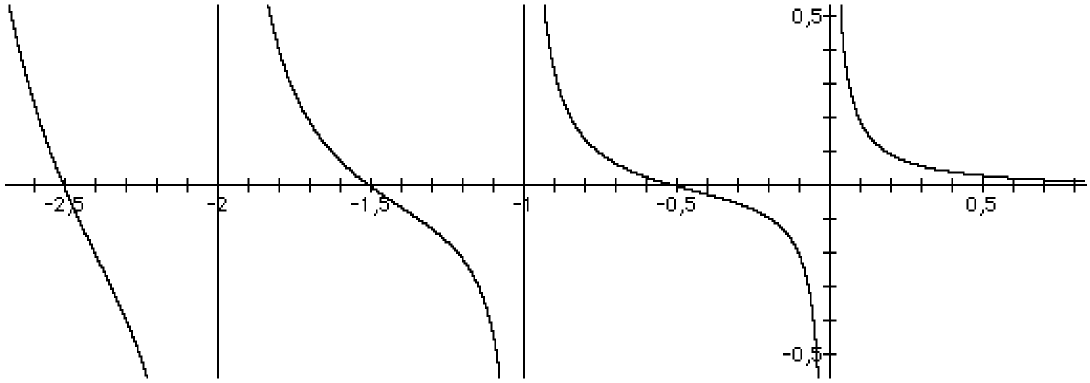
$$\frac{\Gamma(y-h)\cdot\Gamma(y-k)}{\Gamma(2y-h-k)} = \frac{\Gamma(y)}{(y)_{-h}}\cdot\frac{\Gamma(y)}{(y)_{-k}}\cdot\frac{(y)_{-(h+k)}}{\Gamma(2y)} = \left[\frac{(y)_{-(h+k)}}{(y)_{-h}\cdot(y)_{-k}}\right]\cdot\frac{\Gamma(y)\cdot\Gamma(y)}{\Gamma(2y)} = \left[\frac{(y)_{-(h+k)}}{(y)_{-h}\cdot(y)_{-k}}\right]\cdot\beta(y,y) = \beta(y-h,y-k)$$

Per y non intero $\left[\frac{(y)_{-(h+k)}}{(y)_{-h}\cdot(y)_{-k}}\right]$ non ha né poli né zeri, quindi per h e k interi , gli zeri negativi di $\beta(y-h,y-k)$ sono

quelli di $\beta(y,y) = \frac{\Gamma(y)\cdot\Gamma(y)}{\Gamma(2y)}$ e sono quei poli di $\Gamma(2y)$ che non sono anche poli di $\Gamma(y)$,

ovvero $y = -\frac{1}{2}, -\frac{3}{2}, -\frac{5}{2}$ ....

Il grafico mostra gli zeri negativi di $\beta(y,y)$,con ordinate divise per100 , coincidenti con quelli di $\beta(y-h,y-k)$:

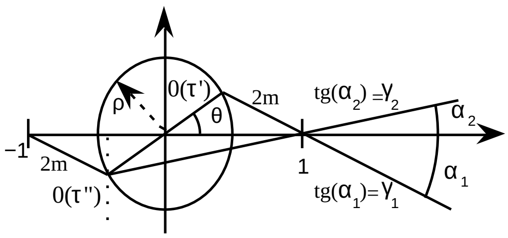


Per soddisfare la formula $\frac{D(k)}{1-k} = \beta\left((1-\frac{k}{2}),(1-\frac{k}{2})\right)\cdot D(\frac{k}{2})\cdot D(\frac{k}{2})$ per $k \to 1$ si calcola

$\lim_{k\to 1} \frac{D(k)}{1-k} = \lim_{k\to 1} \frac{(k-1)!}{1-k} \cdot \frac{sen(\pi k)}{\pi \cdot z^{k}} = \frac{1}{z} \cdot (0)! \cdot \lim_{k\to 1} \cdot \frac{sen[\pi(k-1)]}{\pi(k-1)} = \frac{1}{z}$ e si scrive l'eguaglianza:

$\frac{1}{z} = \beta\left(\frac{1}{2},\frac{1}{2}\right)\cdot D(\frac{1}{2})\cdot D(\frac{1}{2})$ confermata dal valore di $D(\frac{1}{2}) = \frac{1}{\sqrt{\pi z}}$.

Nello schema visto prima e per comodità qui riportato si nota che per $\theta = \frac{\pi}{2}$ la figura è simmetrica rispetto all'asse

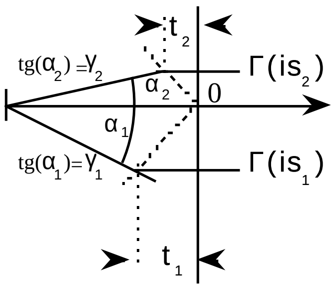


reale ed il valore di ρ misura l'ampiezza della deviazione degli assi di τ' e τ'' .

Allora ci si deve aspettare anche per angoli $\theta \neq \frac{\pi}{2}$ che ρ misuri l'ampiezza della deviazione e θ la dissimetria.

Prima di terminare questa trattazione delle accelerazioni imprevedibili bisogna rimarcare la doppia rappresentazione di una stessa realtà fisica, una volta in termini di elementi indistinguibili z di una struttura, ed un'altra volta in termini di grandezze u la cui unità ha per trasformata di Laplace $\frac{1}{z}$.

Le due rappresentazioni hanno ugual titolo per descrivere la realtà fisica, ma nella prima è molto evidenziata la dissimetria temporale che colloca nel semipiano futuro le singolarità di una funzione risolvente che danno luogo alla materia, mentre per ogni osservatore la stessa funzione cade molto rapidamente a zero a partire dall'origine scelta verso il passato in modo tale che intervalli temporali unitari successivi perdono notizia dei precedenti.
Evidentemente la memoria riguarda esclusivamente lo spazio di Mach in cui, a patto di richiedere un dettaglio limitato, sono possibili corrispondenze tra il mondo e una sua rappresentazione.
Bisogna aggiungere un legame con gli esperimenti.
Una misura successiva della divaricazione delle due particelle provenienti dalla rottura all'istante di misura $t = 0$ si attua secondo lo schema:



La misura è passaggio all'invarianza secondo il processo indicato in **"Compsizione dei moti"** e i valori della funzione $\Gamma(t+is)$ all'istante $t = 0$ dopo i necessari tempi-luce di misura restano $\Gamma(is_1)$ e $\Gamma(is_2)$.
Interpretando queste misure come ampiezze di G.Veneziano, queste si legano attraverso la relazione che lega le funzioni Γ di argomenti a e b , $\frac{\Gamma(a)\cdot\Gamma(b)}{\Gamma(a+b)} = \beta(a,b)$ dove $\Gamma(a+b)$ riguarda il moto del baricentro del sistema delle due particelle.