Su una possibile TOE e su alcune nuove connessioni matematiche tra Teoria di Stringa, Numeri Primi, Serie di Fibonacci e Partizioni.

Michele Nardelli[1,2] e Antonino Palumbo[1]

[1] Dipartimento di Scienze della Terra
Università degli Studi di Napoli Federico II, Largo S. Marcellino, 10
80138 Napoli, Italy

[2] Dipartimento di Matematica ed Applicazioni "R. Caccioppoli"
Università degli Studi di Napoli "Federico II" – Polo delle Scienze e delle Tecnologie
Monte S. Angelo, Via Cintia (Fuorigrotta), 80126 Napoli, Italy

Introduzione.

Palumbo (2007), dalla rilevata analogia fra le topografie medie isobariche al suolo e la mappa della radiazione di fondo ottenuta dal satellite COBE nel 1992, ha ipotizzato la presenza di vortici anche nell'atmosfera terrestre e nell'universo primordiale. Questi vortici avrebbero accumulato al proprio centro le particelle, le polveri cosmiche e la materia oscura formando le masse, nelle quali è concentrata l'energia cinetica di tutte le particelle che le hanno costituite, convertita dalle masse in quella potenziale gravitazionale, formalizzata da Isacco Newton. I vortici hanno fornito alle masse anche (i) la loro energia cinetica di rotazione, e, quando la loro intensità era elevatissima, (ii) una enorme densità, il cui effetto introdotto nella relazione newtoniana ha poi spiegato, (iii) le forze elettromagnetiche e nucleari fornendo quindi un modello di unificazione delle forze fondamentali (TOE) e moltissimi fenomeni non ancora spiegati, derivanti dall' incapacità di combinare in un unico quadro concettuale la struttura particellare ed ondulatoria di protoni e neutroni e la connessione fra le strutture longitudinale e trasversale delle onde, punti basilari della fisica (Schrödinger 1951, 1953).
Palumbo (2007a), ricollegandosi al modello precedente, e seguendo la propagazione dell'energia, ha poi spiegato la relazione fra le componenti longitudinale e trasversale delle onde, la genesi, le proprietà delle forme naturali ed in particolare il loro rapporto con il fattore aureo e i moltissimi fenomeni non ancora spiegati dalla scienza.
In questo lavoro si dimostra che la precedente spiegazione della genesi e della morfologia delle strutture naturali, legate al numero aureo φ, esposta secondo la fisica classica e pertanto applicabile alle forme ed alle loro evoluzioni ordinate, può estendersi anche al reame caotico del microcosmo.
Viene pertanto utilizzata la teoria delle stringhe, perché essa riducendo il comportamento caotico del paesaggio della meccanica quantistica, consente di tradurre il modello, esposto secondo la fisica classica, nei termini di quest'ultima che investiga, invece il microcosmo caotico.

UN MODELLO DI UNIFICAZIONE DELLE FORZE

Ogni opera, ipotesi, teoria o ideologia va giudicata dai risultati. Nel reame dell'inerte, la scienza non spiega più del 95% dell'energia e della materia dell'universo, dette per questo "oscure", e neppure la genesi di quasi tutti i fenomeni naturali perché complessi e caotici, né ovviamente riesce a prevederne l'evoluzione. La conoscenza dei reami del vivente e del pensante è poi ancora più ridotta.

La scienza non può pertanto ritenersi esaustiva, né esatta, ma induce dei dubbi sui suoi approcci. D'altra parte le continue crisi ed i ripetuti superamenti del pensiero scientifico manifestano la debolezza delle sue basi (Palumbo 2006). Recentemente, Einstein, per superare la crisi del suo tempo, fondò la teoria della relatività sulla matematica, a causa del carattere contingente della fisica. Resta ancora non superato il contrasto della meccanica quantistica con la relatività, e si è ancora alla ricerca di un modello che unifichi le forze fondamentali dell'universo (gravità, elettromagnetismo, forza debole e nucleare forte).

Non si può nascondere che la fisica attraversi una serie di crisi di idee, di fronte alle quali la maggioranza dei fisici sostiene che non è possibile alcuna descrizione oggettiva della realtà, della materia, dei corpuscoli come entità individuali permanenti, né del trasferimento di un quanto di energia (Schrödinger 1951, 1956).

D'altra parte, perfino sull'origine dell'universo le ipotesi sono numerose, contraddittorie e talora appaiono fantascientifiche. Secondo Alan Guth, fisico teorico dell'MIT di Boston, la teoria oggi più accreditata del Big Bang non dice che cosa sia esploso, né perchè, né cosa abbia causato l'esplosione, né descrive le condizioni immediatamente dopo l'esplosione.

Se si seguisse a ritroso la storia del cosmo, si scoprirebbe che la temperatura all'origine sarebbe stata teoricamente infinita; una condizione questa che nessuna teoria fisica riesce a descrivere. Per superare lo scoglio della singolarità, Neil Turok, dell'Università di Cambridge e Paul Steinhardt, dell'Università di Princeton, hanno rappresentato l'universo come un foglio sottile a 4 dimensioni (tre spaziali ed una temporale) chiamato membrana, o brana (Greene 1999), che scontrandosi con altre brane (universi paralleli) danno luogo al Big Bang. Ciò consentirebbe di ricostruire il tempo al di là della grande esplosione la quale azzererebbe soltanto l'orologio cosmico.

Martin Bojowald (2007) ha proposto la teoria del Big Bounce (grande rimbalzo) utilizzando una macchina del tempo matematica (Loop Quantum Gravity: gravità quantistica ad anello) per risalire all'origine del tutto ed unificare la relatività e la meccanica quantistica, con ciò aggirando la singolarità iniziale. A mano a mano che l'universo collassa, arriva ad un punto in cui il tessuto spazio-temporale si lacera e la gravità, da attrattiva diviene repulsiva. In questa fase si svilupperebbero delle forze quantistiche così intense da creare "un'amnesia cosmica" in modo che in ogni Big Bang si dimentica il suo passato ed incomincia una nuova vita.

Accanto a questa teoria, contraddetta da quella del Multiuniverso (Greene 1999), vengono proposte continuamente altre teorie, da quella sulla possibilità di creare un mini Big Bang in laboratorio, alla possibilità che l'universo sia nato ed esista solo perché lo osserviamo. Idee ed ipotesi che vanno da quelle fisico-matematiche impervie, all'estremizzazione della fisica quantistica che precede e descrive fenomeni apparentemente più improbabili, all'ipotesi più audaci secondo le quali la nascita del cosmo potrebbe essere il risultato di un esperimento compiuto da scienziati di un altro universo, a quella dell'esistenza del niente prima del Big Bang, che confermerebbe la dottrina di S. Agostino sull'inesistenza di un vuoto eternamente presente in cui comparve la materia, ma il tempo avrebbe avuto origine con l'origine del cosmo.

Contro tanta complessità, il presente modello segue quello di Palumbo (2006) per proporre un'ipotesi basata invece su semplici evidenze osservazionali e ragionamenti molto elementari la quale spiega, in termini gravitazionali, i fenomeni elencati nel precedente riassunto, fornendo poi un modello di unificazione delle forze fondamentali dell'universo.

2. LA GENESI DEI VORTICI

L'apertura di una valvola sita al centro di una piscina ad imbuto piena d'acqua altera l'equilibrio idrostatico del corpo d'acqua. Il disturbo provocato si propaga dalla valvola a tutta l'acqua della

piscina, una propagazione che determina un flusso di acqua verso la valvola in senso inverso a quello della propagazione della perturbazione.
La cospicua quantità d'acqua e quindi la sua energia o quantità di moto accumulatasi nell'intorno della valvola è talmente intensa da provocare una "sovrassaturazione" di energia, o più precisamente una forte instabilità. Basta allora un piccolo innesco a trasformare questo accumulo di energia in un vortice, al quale viene trasferito il surplus di energia. Nel caso della Terra, la sua rotazione conferisce al moto delle particelle d'acqua una configurazione spiraliforme, se osservata nel piano e quella di un tornado, di una conchiglia, etc., se osservata nello spazio.
Per il principio della costanza della portata, la velocità con la quale si abbassa il livello dell'acqua nella vasca dovrebbe essere uguale al prodotto velocità dell'acqua che fluisce dalla valvola per il rapporto fra la superficie della valvola e quella della vasca. In realtà, la velocità di svuotamento risulta minore di quello calcolato prima, perché parte dell'energia del sistema è spesa per conferire la vorticità al corpo d'acqua.
Questo si verifica quando si determinano movimenti di piccola estensione, come i tornados e le trombe marine, oppure in disturbi occasionali presso l'equatore. In questi casi, la forza di Coriolis è trascurabile e si ha quindi un moto ciclostrofico, la cui equazione è:

$$(dp/dr) = \rho\, \omega^2\, r^2/r = \rho\, \omega^2\, r \qquad \text{(a)}$$

Dove dp/dr è il gradiente di pressione, ρ è la densità dei fluidi sulla Terra, e dei granuli, della polvere cosmica e della materia oscura nel Cosmo, ω è la velocità angolare ed r è la distanza dal centro del vortice. Questa relazione indica che la forza dovuta al gradiente di pressione fa equilibrio alla forza centrifuga.
La vorticità conferisce poi al sistema una maggiore durata, ossia una maggiore stabilità. Si può dimostrare che, in assenza di vorticità, un'area ciclonica nell'aria si colmerebbe in brevissimo tempo. Esempi di stazionarietà sono tipici delle carte del tempo a vasta scala, come il ciclone semipermanente dell'Islanda e quelli anticiclonici delle Azzorre e del Polo Nord.
John Mather e Gorge Smoot hanno ottenuto il premio nobel per la fisica nel 2006 per aver interpretato le osservazioni del satellite COBE del 1992 sulla radiazione di fondo dell'universo, cioè il primo segnale elettromagnetico dopo il Big Bang, quando il cosmo era giovanissimo: 380.000 anni, contro i 13.7 miliardi di adesso. Una radiazione che si raffredda man mano che si espande nell'universo con una densità di energia pari a circa un quarto di quella della luce delle stelle vicine a noi. I due ricercatori hanno scoperto che detta radiazione presenta anisotropie, o irregolarità: i semi delle perturbazioni gravitazionali da cui sono nate le galassie, le stelle ed i pianeti; un'energia di fondo costituita cioè da pozzi e da sorgenti di energia.
Le particelle richiamate da un centro di minima energia, analogamente a quelle atmosferiche, si dirigono verso il centro "depressionario" costipandosi nel centro e determinando un accumulo di energia molto instabile. Ancora analogamente a quanto si verifica nell'atmosfera e nell'oceano, nel cosmo, una lieve perturbazione media insita nella diversa massa e dinamica delle singole particelle provocherà una vorticità analoga a quella innescata dalla rotazione della Terra. Per analogia con la meteorologia definiremo anche nel cosmo "A" un vortice determinato da una sorgente e "B" uno determinato da un pozzo di energia.

3. INTERAZIONE FRA I VORTICI

Le particelle, attratte nel centro di un vortice B, si uniscono per formare i corpi celesti. Nelle tre dimensioni spaziali, l'energia del vortice conferisce ai corpi celesti (i) una forma sferica, (ii) una vorticità e, (iii) quando il vortice è particolarmente intenso, anche una maggiore densità. La vorticità è legata al gradiente di energia, e, nel caso dei vortici atmosferici al gradiente barico, ossia al rapporto fra la differenza di pressione e la distanza fra due isobare, per cui il gradiente può divenire molto intenso a scala locale, come nel caso dei tornados o delle trombe marine, dove la depressione profonda è molto localizzata.

Due ventilatori equiversi affacciati sono respinti dalla reciproca pressione esercitata dal vento, che è proporzionale al quadrato della sua velocità ($p = kv^2$) la quale a sua volta dipende dall'energia dei vortici ($E = ½ I \omega^2$, dove I indica il momento di inerzia). Nel caso di vorticità inversa, le due facce dei ventilatori sono attratte dalla stessa depressione. Nell'atmosfera terrestre e nel cosmo, attrazione e repulsione fra i vortici garantiscono la loro sopravvivenza e la loro distribuzione a grandi distanze.
Le infinite spirali site a relativamente piccola distanza, sia nel cosmo, sia nell'atmosfera, finiscono con l'attrarsi dando luogo ad inviluppi spiraliformi composti (Palumbo 2007), dalle galassie nello spazio, ai sistemi semipermanenti della circolazione generale dell'atmosfera. Per questo motivo, nel cosmo, i piccoli vortici scompaiono a favore di quelli più grossi, come è mostrato dalla mappa della radiazione di fondo.[1] Le carte del tempo giornaliere presentano un numero elevato di B e di A a distanze relativamente piccole, mentre quelle medie evidenziano soltanto poche A e poche B disposte a notevole distanza. Nell'emisfero Nord, esse sono disposte simmetricamente rispetto al Polo; fra le più marcate figurano le A più elevate delle Azzorre e del Polo Nord e la B più profonda dell'Islanda.
I vortici, anche violenti a scala locale, scompaiono per esaurimento dell'energia (cioè per attrito od altro), anche senza aver interferito con altri vortici; non scompaiono, invece, i loro effetti talora disastrosi.
Eziologicamente, anche i violenti vortici cosmici possono scomparire dopo aver trasmesso la loro energia (i) per la formazione delle masse da essi raccolte nel loro centro, (ii) per averle costipate elevandone la densità e (iii) per aver fornito ad esse un momento della quantità di moto angolare.
Le stelle, i corpi celesti in genere e gli atomi (con la loro energia), possono quindi considerarsi come il risultato dell'energia fornita dai loro vortici generatori.
Quanto più si approfondiscono le B, tanto più si espandono le isobare. Le particelle di aria che fluiscono intorno ad una A, oppure ad una B, sono soggette all'azione della rotazione della Terra, per cui le isobare si espandono roteando.
La dimensione della Terra è però insufficiente perché si possa evidenziare tale rotazione a vasta scala, che è però chiaramente dimostrata dai cicloni tropicali il cui moto descrive un inviluppo a forma di spirale logaritmica.
Analogamente al campo barico in meteorologia, anche quello gravitazionale cosmico, visto nel piano, mostra la presenza di isolinee gravimetriche in espansione e rotazione, in quanto tutto ruota nel cosmo, dal sistema solare alle galassie, ai sistemi galattici, una rotazione, il cui inviluppo ha una forma di spirale logaritmica (Palumbo 2007).
Nel caso in cui una forza esterna costringa due vortici equiversi e di intensità diversa ad avvicinarsi, quello di intensità maggiore inverte la vorticità del minore per poi inglobarlo. Esempio: una valvola, avente una di sezione molto maggiore di un'altra, disposta a piccolissima distanza sul fondo di una piscina, modificherà prima il senso di rotazione del vortice più piccolo, per poi inglobarlo nel suo.
Vortici, di elevatissima intensità ed estensione esigua, accumulano una gran quantità di particelle al loro centro. A scala atomica, vortici intensissimi nel cosmo possono aver costipato particelle e formato atomi di densità e vorticosità elevatissime.
Nel 2007 alcuni astronomi dell'Università del Minnesota (USA) hanno scoperto, mediante due tecnologie di osservazione diverse, il più grande buco vuoto mai visto; un buco, il contrario di un buco nero (nel quale la concentrazione di materia è considerata infinita). Una zona priva di stelle, galassie, gas e perfino della materia oscura che riempie l'universo. Secondo Lawrence Rudnick, responsabile della ricerca, la sua dimensione sarebbe 10^{14} volte maggiore di quella che gli stessi astronomi si aspettavano di trovare.
Il senso di rotazione e la struttura di un vortice, osservato da un lato, sono l'opposto di quelli osservati dall'altro lato. Ciò induce a ritenere che questo megavortice bianco corrisponda alla parte opposta di un buco nero appartenente ad un altro universo, ossia costituisce un ponte che collega il nostro ad un altro universo parallelo.

[1] La legge secondo la quale il predatore maggiore distrugge la preda minore ha "purtroppo" una valenza universale.

4. LA FORMA DEI CORPI CELESTI

Una tromba marina ha la forma di un imbuto, geometricamente rappresentato da un cono rovesciato. Il vento soffia seguendo traiettorie spiraliformi che avvolgono il cono e trasporta le particelle verso il centro del vortice.
Un centro depressionario richiama aria dalla superficie dell'intorno. Il moto è essenzialmente orizzontale, in quanto la pressione atmosferica decresce con la quota e quindi, già ad esigua altezza, la pressione dell'aria è uguale a quella del centro depressionario. Le particelle, convogliate dal vento nel centro ciclonico, sono poi sospinte verso l'alto, dove il vapor d'acqua condensa ed origina la pioggia.
Nel cosmo, il centro di depressione di energia ha forma sferica e le particelle, che non hanno via di fuga, seguono le isolinee spiraliformi di uguale energia che avvolgono gli infiniti coni e vengono convogliate verso il centro del vortice. Si determina così un accumulo isotropo di masse in un involucro sferico intorno al centro del vortice, le quali, cessata l'azione del vortice, si attraggono fra loro assumendo in definitiva la forma sferica dei corpi celesti.
Dopo la loro formazione, la forza centrifuga connessa alla rotazione dei corpi celesti causa poi deformazioni, proporzionali alla loro struttura, al loro momento di inerzia ed alla loro età. Così, nel piccolo e giovane pianeta Terra, il rapporto fra l'asse equatoriale e quello polare è 1.0034; nel pianeta gassoso Giove, la cui velocità angolare è 2.4 volte quella detta Terra. esso è 15 volte maggiore, mentre la Galassia, il cui momento di inerzia è enormemente maggiore e la cui età è circa 10 miliardi di anni maggiore della Terra ha la forma di un disco. L'analogo rapporto per il Sole è uguale a 1.004, ma la sua quasi uguaglianza con quello della Terra dipende dalla velocità di rotazione del Sole che è di due ordini di grandezza inferiore rispetto a quello di tutti i pianeti, ad eccezione di Mercurio.

5. LA REPULSIONE FRA DUE VORTICI EQUIVERSI

In un ambiente chiuso contenente un fluido, creiamo due vortici equiversi, della stessa intensità ed occupanti l'intero spazio e costringiamo i due vortici ad avvicinarsi, restringendo le pareti del contenitore immaginando che il fluido non trovi vie di fuga[2]. Allorquando il fluido delimitato dai due bracci estremi della spirale logaritmica (corrispondenti alle isobare in meteorologia), incontra quello proveniente in senso opposto, è costretto ad innalzarsi di Δh, in modo che la maggiore pressione idrostatica $\Delta p = \rho g \Delta h$ equilibri quella indotta dall'energia cinetica dei due fluidi circuitati fra i due rami dei due vortici, pari a $I_p\ \omega^2$, dove I_p è il momento di inerzia dei fluidi che si incontrano. La pressione totale derivante dall'incontro fra tutti e due i vortici, ossia la forza F' sull'unità di superficie, che tende ad allontanare i due vortici, è quindi:

$$F' = - I\ \omega^2/r \qquad (1)$$

dove r è la distanza dei bracci della spirale dal centro del vortice.

[2] Ciò può verificarsi utilizzando una piscina piena di acqua munita di due valvole sul fondo di eguale sezione, relativamente piccola e distanti fra loro in modo che la loro vorticosità non interferisca. Immaginiamo che le due valvole siano disposte su di un binario e che possano avvicinarsi fra loro a comando. Apriamo contemporaneamente le due valvole e forniamo la stessa quantità di acqua perduta attraverso le valvole in modo che il livello idrostatico resti costante. Noteremmo che allorquando le due valvole si saranno avvicinate, ad una certa distanza, il livello idrostatico sarà aumentato.

6. L'ATTRAZIONE DELLE MASSE (La legge di Newton)

Un vortice ha speso energia per accumulare al suo centro la massa M dell'insieme di tutte le sue particelle. Questa energia è poi uguale alla somma dell'energia quantità di moto di tutte le sue particelle, pari a Mv. Per il principio della conservazione dell'energia, la massa M la trasmette poi in tutte le direzioni sotto forma di onde gravitazionali, con impulsi F x Δt e quindi con una forza F nell'unità di tempo, che Newton ha formalizzato nella:

$$F = \gamma \ M_1 \ x \ M_2 / r^2 \quad \text{con } \gamma = 6.67 \ \pm 0.005 \ x \ 10^{-11} \qquad (2)$$

La (2) tiene conto soltanto dell'energia spesa dal vortice per costituire, ossia per costipare le particelle che formano la massa al suo centro, di densità dell'ordine di 10^0, cioè di quelle naturali dall'acqua, alle lave, alle rocce, ai corpi celesti e non anche di quella spesa dal vortice per imprimere alla massa la rotazione e, nel caso dei nuclei atomici, l'elevata densità dovuta all'enorme energia di costipazione spesa dal vortice per ottenere quella densità.
Nel caso di masse di pari densità tipica dei corpi celesti e delle rocce la (2) è perfettamente confermata dall'esperienza, perché la differenza di densità, dell'ordine di 10^0 entra abbondantemente nell'incertezza della costante γ.

7. L'EFFETTO DELLA DENSITA' SULL'INTERAZIONE GRAVITAZIONALE

Il vortice ha speso, oltre all'energia per formare la massa M, anche quella per addensarla ulteriormente, ossia per conferirle la densità ρ, per cui la massa M va sostituita con il valore ρM e quindi la (2), per $\rho_1 = \rho_2 = \rho$, diventa:

$$F = \gamma \ \rho^2 M_1 \ x \ M_2 / r^2 \qquad (2')$$

Consideriamo ora due atomi di Idrogeno costituenti la molecola H_2. La massa di ciascun atomo di H è uguale a 1.673 x 10^{-27} kg e la distanza fra i due atomi è uguale a 0.745 x 10^{-10} m.
L'attrazione newtoniana (2) fornisce F = 6.67 x 10^{-11} x 2.8 x 10^{-54}/ 0.55 x 10^{-20} = 3.4 x 10^{-44} N.
Poiché la massa dell'elettrone è trascurabile rispetto a quella del protone, nell'attrazione le masse che effettivamente si attraggono sono quelle dei nucleoni (protoni e neutroni), ciascuno dei quali ha una densità uguale a[3] 0.25 x 10^{18}.
Il fattore correttivo ρ^2 da inserire nella (2') è pertanto 6.25 x. 10^{34}.
Segue che l'attrazione newtoniana che tenga conto della densità, determinata dall'energia spesa dal vortice per costipare la massa ed elevarne la densità, ha un ordine di grandezza 10^{35} volte maggiore di quella necessitata per la formazione della masse a densità ordinaria, dell'ordine di grandezza naturale di 10^0.
L'interazione gravitazionale dei due atomi di H corrisponde ad un'energia potenziale uguale a γ m m'/r = 2.22 x 10^{-54} J. Il valore sperimentale dell'energia di dissociazione di una molecola di idrogeno è 7.18 x 10^{-19} J e quindi 10^{35} volte maggiore di quella gravitazionale.
L'osservazione conferma pertanto il risultato del modello esposto, secondo il quale l'equazione gravitazionale di Newton, corretta dell'effetto (trascurato) della densità, spiega l'interazione (cosiddetta elettromagnetica) che lega i due atomi di H nella molecola di H_2.
In seno al nucleo, due nucleoni si trovano ad una distanza fra loro ovviamente inferiore alla dimensione del nucleo. Posta questa distanza pari a 10^{-16} m, la forza attrattiva (cosiddetta nucleare)

[3] La massa del protone, pari a quella dell'atomo, è 1.673 x 10^{-27} kg, mentre il raggio del protone è 10^{-15}, il suo volume è 4x 10^{-45} e la densità è quindi, 1.673 x 10^{-27} kg /4x 10^{-45} = 2.5 x. $10^{17,}$ per cui ρ^2 = 6.25 x. 10^{34}).

che lega i due nucleoni espressa dalla (2') diventa 10^{37} maggiore della forza gravitazionale newtoniana (2).
Per i quark in seno al protone Palumbo (2005) ha dimostrato che vale la relazione newtoniana repulsiva.
Secondo i dati rilevati dal satellite WMAP nel 2006, la distanza fra le galassie di un ammasso galattico diminuisce nel tempo. Ciò comporta una diminuzione della sua densità e quindi, in base alla (2'), una diminuzione dell'attrazione gravitazionale, tale da giustificare l'osservata accelerazione dell'espansione dell'universo rilevata dello stesso satellite.
In conclusione, la forza di gravità, che tenga anche conto della densità delle masse, spiega sia le forze del macrocosmo, sia quelle del microcosmo (dette elettromagnetiche e nucleari).

8. LA DENSITA' NELL'INTERAZIONE DEL COMPOSTO ACQUA

Il riferimento all'acqua di quanto esposto nel precedente paragrafo, spiega molti comportamenti del tutto anomali di questo composto, comportamenti e proprietà non ancora chiariti, che fanno dell'acqua allo stato liquido il componente essenziale della vita sul pianeta Terra (Franks, 1982). Queste anomalie includono l'andamento della densità, la compressibilità, la viscosità alle basse temperature e pressioni, le quali indicano che in queste condizioni termodinamiche, ciascuna molecola tende ad aumentare il volume che essa occupa, come accade per le molecole di ghiaccio.
Le indagini teoriche fenomenologiche finora svolte sull'evoluzione dell'acqua indicano che le molecole di acqua nella fase condensata vivono in uno stato o livello fondamentale (ground state) differente da quello delle molecole isolate. In questo nuovo stato o livello fondamentale le loro nubi di elettroni verrebbero distorte in modo da aumentare i valori dei parametri molecolari, come il loro raggio effettivo ed il momento del dipolo,
Preparata e Del Giudice (Preparata, 1988, Del Giudice et al.1988, Preparata 1990, 1992, 1995, Del Giudice et al. 1991, 1992) hanno investigato la possibilità che l'elettrodinamica quantistica (QED: Electro Quantum Dynamic), una teoria che spiega le interazioni fra gli atomi e le molecole, possa fornire un quadro dinamico diverso di molti sistemi fisici della materia condensata (CMP: Condensed Matter Physics). Essi si sono soffermati su due importanti aspetti del sistema acqua:
A) Hanno considerato l'acqua allo stato liquido, non come derivante dalla fusione del ghiaccio, ma invece dalla condensazione del vapore.
Hanno quindi considerato l'evoluzione di un insieme di molecole indipendenti il quale è diretto, dalla instabilità elettrodinamica quantistica dello stato o livello fondamentale dei loro elettroni, verso uno stato dinamico coerente, dove emerge quella intensa attrazione molecolare, capace di spiegare la termodinamica osservata dell'acqua, insieme all'effettiva evoluzione dinamica della fase di transizione vapore-liquido.
B) Arani et al. (1993) hanno poi dimostrato che l'acqua allo stato liquido, al pari di tutta la materia coerente condensata a temperatura diversa da zero, è costituita da due fasi distinte: (i) la fase incoerente, che comprende le molecole di acqua nello stato o livello fondamentale tipico della fase gassosa e (ii) la fase coerente, costituita da un dominio di coerenza, il quale, ad una certa temperatura è sopravvissuta all'attacco delle fluttuazioni termiche.
Fino a quando la densità del vapore resta al di sotto del più piccolo valore del rapporto $(N/V)_{critico}$, (dove N indica il numero delle molecole e V il volume da esse occupato), il quale appartiene al livello energetico di 12.06 eV, il sistema molecolare acqua rimane nello stato o livello fondamentale fotonico. Appena raggiunta la densità critica, il sistema abbandona tale stato e raggiunge quello tipico delle fluttuazioni elettromagnetiche di punto zero con la frequenza corrispondente a 12.06 eV e comincia ad oscillare fra il precedente stato o livello fondamentale e quello eccitato del livello di 12.06 eV.
Il valore 12.06 eV nel modello QED rappresenta quindi il limite dell'energia che separa i due diversi comportamenti del sistema molecolare acqua.

I due importanti risultati A) e B) derivanti dall'analisi del comportamento dell'acqua mostrano che A) la materia cosiddetta inerte non è per niente inerte, in quanto interagisce e, memorizza la sua storia, conservando cioè le proprietà acquisite nella sua fase precedente; una caratteristica questa già sperimentata nei dispositivi ormai entrati in commercio che utilizzano la memoria magnetica dell'acqua (Palumbo 2006b).
La proprietà B sottolinea poi l'importanza della densità enfatizzata dal presente modello, pure derivante dalla storia genetica della massa, la quale ha ricevuto e conservato l'informazione, ossia l'energia cinetica delle particelle che l'hanno costituita, oltre a quella della maggiore costipazione che ne ha elevato la densità.

9. IL MAGNETISMO E L'ELETTRICITA'

Due vortici rotanti in senso inverso affacciati si attraggono, mentre due vortici equiversi si respingono con una forza data dalla (1). Un magnete è costituito da atomi con elevato valore dello spin. La risultante di tutti gli spin ha la stessa forma (circolare) dei microvortici e determina un vortice la cui energia è la somma dei microvortici. Segue che due magneti, ossia due vortici si attraggono o si respingono secondo il loro senso di rotazione.
Osservata dall'alto, la superficie superiore di un magnete di forma cilindrica mostra uno spin diretto in uno certo senso, mentre la sua superficie inferiore osservata dal basso, presenterà ovviamente uno spin di senso opposto. Definiti polo Nord e polo Sud i versi di rotazione di questi due spin, allorquando affacciamo le facce di due poli eteronomi esse si attraggono, mentre avviene il contrario nel caso in cui affacciamo le facce di due poli omonimi.

10. LA CORRENTE ELETTRICA E L'ELETTROMAGNETISMO

Le particelle dotate di spin contenute nello spazio delimitato dalle espansioni polari di un magnete sono attratte dal vortice avente uno spin inverso rispetto a quello delle particelle. Se introduciamo la superficie terminale di una piccola lamina metallica fra le espansioni del magnete, le particelle libere dotate di spin (chiamate elettroni) di questa superficie saranno aspirate (strappate) dal vortice di una delle due facce del magnete. Questo strappo sarà facilitato, se la predetta superficie attraversa le espansioni del magnete con una certa velocità, così come avviene per l'evaporazione la quale dipende dal <u>prodotto</u> della differenza fra la tensione del vapore dello strato limite dell'acqua e quella dell'aria per la velocità del vento.
In definitiva, il numero delle particelle libere, strappate dalla superficie affacciata della lamina sarà direttamente proporzionale alla superficie affacciata ed inversamente proporzionale al tempo di attraversamento. E' questo il risultato dell'esperimento di Neumann e Lenz.
Dal momento che la distribuzione delle particelle libere presenti su di una superficie metallica è in equilibrio con le altre forze gravitazionali agenti sulla superficie, il disequilibrio provocato dall'asportazione delle particelle, operata dal vortice, sarà ripristinato dal campo di forza gravitazionale che trasferirà alla superficie estrema della lamina affacciata alle espansioni polari del magnete un flusso di particelle uguale a quelle aspirate. Si genera così una corrente di particelle (dette elettroni in elettrostatica) diretta verso quell'estremo della lamina.
Secondo l'elettromagnetismo, le cariche si muoverebbero in senso opposto, ma in realtà avviene proprio il contrario, come è provato dalle cariche elettriche trasportate da un fulmine le quali non viaggiano dall'alto in basso ma dal basso verso l'alto.
Lo stesso vale per un flusso di elettroni che viaggia lungo un filo metallico. Lo spin di ogni elettrone, che viaggia lungo il filo, è assimilabile ad un vortice in movimento. L'insieme di tutti questi vortici in moto attira quelli aventi spin inversi costituiti dagli estremi dei poli magnetici (magnetini) disposti su di un foglio di carta perpendicolare al filo metallico, i quali si orientano, pertanto, simmetricamente nella direzione perpendicolare al filo. E' questo l'esperimento di Biot e Savart, che con il precedente, costituisce la base dell'elettromagnetismo.

Gli elettroni disposti a distanza ravvicinatissima, perché dotati di spin equiversi, dovrebbero respingersi. Se sono invece confinati in un cristallo di Germanio e portati a temperature molto basse, i loro spin si annullano per cui resta soltanto l'enorme forza attrattiva che li porterà a raccogliersi nel cristallo, dove, appunto, è stato osservato il formarsi di una goccia di elettroni (Thomas, 1976.).
Analogamente i protoni, confinati in atomi di Palladio o di Titanio e portati a basse temperature, e sollecitati quindi soltanto dall'attrazione gravitazionale condurranno alla fusione fredda. Entrambi i fenomeni sono spiegati dal modello proposto.

11. LA DIVERSA FORZA ATTRATTIVA FRA PROTONI E FRA ELETTRONI

Immaginiamo di avvicinare alla massa di un protone M_p (10^{-27} kg) una uguale ipotetica massa di quarzo M_q appartenente ad un immaginario microgravimetro di precisione. Dal momento che la densità del protone è circa 10^{18} volte quella del quarzo, la dimensione della massa di quest'ultimo dev'essere 10^{15} volte quella del protone (10^{-15}) e cioè pari ad 1 m, che è pertanto la distanza minima alla quale può arrivare quella massa di quarzo dalla quale si riesce a calcolare l'attrazione della massa del protone. Questa distanza varia con la dimensione della massa di quarzo, che è poi quella limite per poter effettuare la misura.
Ripetiamo l'operazione per misurare l'attrazione di un elettrone, assumendo la sua densità pari a quella del protone e la cui dimensione è mille volte inferiore. In questo caso, potremmo misurare la forza attrattiva dell'elettrone dalla distanza di 10^{-3} m.
Col nostro gravimetro, avremmo misurato la forza attrattiva del protone, secondo la (2), pari a 10^{-65} N, uguale a quella dell'elettrone: è quanto sostiene l'elettrostatica.
In realtà, l'attrazione dell'elettrone misurata dalla stessa massa di quarzo dalla distanza di un metro, è uguale a 10^{-71} N
In conclusione, la forza attrattiva di un protone risulta uguale a quella di un elettrone (secondo l'elettrostatica) soltanto per un difetto strumentale, mentre vale invece la legge di Newton, secondo la quale l'attrazione del protone è un milione di volte quella dell'elettrone.

12. APPLICAZIONI PRATICHE DEL MODELLO

<u>Un suggerimento per misurare la velocità della luce</u>. La misura della velocità della luce potrebbe ricavarsi dal tempo da essa impiegato nel percorso dal Sole alla Terra, un'incognita che è stata valutata pari a 8.3 minuti, nell'ipotesi che la velocità "c" della luce sia costante ed uguale a 300.000 km/sec, postulato che costituisce il fondamento della relatività ristretta del 1905.

La verifica di questa costanza è stata ottenuta mediante misure ottiche, le quali sono affette da errori strumentali e da fenomeni come l'aberrazione, mentre le misure gravimetriche, meno incerte, possono condurre a risultati più attendibili di quelli finora conseguiti.

Dal momento che l'eccentricità dell'eclittica terrestre, pari a 0.017, è nota con elevatissima precisione ed i gravitoni viaggiano alla stessa velocità dei fotoni, si potrebbe misurare la velocità della luce e quindi confermare la sua costanza a mezzo di gravimetri di precisione, osservando la differenza dei tempi di occorrenza del massimo dell'attrazione solare all'apogeo ed al perigeo, filtrando ovviamente l'effetto dell'attrazione lunare ed altri disturbi, eliminabili per via statistica.

<u>Il principio di equivalenza (PE) tra massa inerziale e massa gravitazionale (fondamento della relatività generale del 1916)</u>. Sono stati svolti moltissimi esperimenti volti ad accertare la validità di questo principio, ma si è ritenuto che, per una conferma definitiva, occorrano precisioni molto più alte di quelle finora conseguite. E' stata pertanto predisposta la missione spaziale Galileo Galilei (GG) per ottenere precisioni cinque volte maggiori di quelle dei risultati condotti sulla

Terra. Fino ad oggi, infatti, non si è ancora riusciti a distinguere il segnale provocato dalla marea sugli apparati anche spaziali da quello atteso per la violazione del (PE). Lo sviluppo armonico del potenziale mareale ha mostrato che il segnale mareale è in diretta competizione con il segnale da rilevare, perché entrambi sono originati dalla stessa sorgente ed hanno lo stesso periodo, mentre il segnale mareale è di vari ordini di grandezza maggiore di quello di violazione. Il mondo scientifico attende pertanto una risposta dalla missione (GG).

Questo principio è stato ripreso da Galilei, il quale aveva dimostrato che i gravi di massa differente cadono con la stessa accelerazione e quindi il peso è proporzionale alla massa; evidenza questa provata su brevi distanze.

Oggi l'osservazione ha rilevato che i frammenti di un meteorite non raggiungono l'atmosfera tutti nello stesso tempo, come vorrebbe la legge ipotizzata da Galileo e fatta propria da Einstein, ma in una precisa successione: prima i piccoli e poi via via i più grandi.

Lo stesso è stato verificato sui frammenti più piccoli della cometa Shoemaker- Levy nel 1994 che sono entrati nell'atmosfera di Giove prima di quelli più grandi. La stessa cosa si riscontra per le particelle in uno spettrografo di massa, dove le più piccole sono accelerate di più e incurvate maggiormente rispetto a quelle più grandi. L'esperienza avrebbe quindi negato il (PE), mentre l'introduzione della correzione dovuta alla densità potrebbe confermarla.

Il numero delle molecole per cm^3 all'altezza corrispondente al rapporto fra la pressione p e quella al suolo p_0, per $p/p_0 = 1$, e cioè al livello del suolo, è di 2.9×10^{10}; alla quota corrispondente a $p/p_0 = 10^{-10}$ ossia a 392 km, e perciò ben oltre la ionosfera (150 km) e quindi oltre l'atmosfera terrestre, è uguale a 5.4×10^8 molecole per cm^3 con un rapporto pari a 10^{-2}. La velocità dei meteoriti varia da 11 a 72 km/sec, la resistenza opposta dalle molecole da essi incontrate alla predetta quota è pertanto paragonabile, a quella che essi avrebbero subito viaggiando a velocità media intorno a 5000 km/h sulla superficie terrestre.
E' stato osservato che i meteoriti più piccoli, nell'attraversare l'atmosfera terrestre si raffreddano, mentre quelli di mole maggiore si riscaldano. La stessa cosa si verifica, pertanto, anche al di fuori dell'atmosfera. Già prima dell'ingresso nell'atmosfera, la temperatura, e quindi la densità dei meteoriti, dipende direttamente dalle loro dimensioni.
La maggiore densità dei piccoli frammenti, per la (2'), è la causa della maggiore attrazione e quindi del loro arrivo nell'atmosfera terrestre prima di quelli maggiori.
In conclusione, secondo il modello qui proposto, il (PE) sarebbe valido soltanto nell'ipotesi di masse aventi la stessa densità, come i sassi lasciati cadere da Galileo dalla Torre di Pisa.

<u>Inversione della polarità del campo magnetico terrestre (c.m.t).</u> Supponiamo che un grosso flusso piroclastico, a temperatura inferiore a quella di Curie, si sovrapponga ad uno strato sedimentario precedente i cui magnetini abbiano una certa direzione: quella del c.m.t.. Fino a quando la massa piroclastica non si sia solidificata, i suoi magnetini sono liberi di orientarsi nella massa fusa.
Se il campo magnetico dello strato sedimentario sottostante è trascurabile rispetto al c.m.t. locale, i magnetini del flusso piroclastico si orienteranno nella direzione del c.m.t. Questa osservazione è utilizzata per la datazione delle lave.
Quando lo spessore delle stratificazioni sedimentarie è molto potente, i magnetini del flusso piroclastico assumeranno direzione opposta a quella dei magnetini della massa sedimentaria sottostante, che è quella del c.m.t. perché i loro polo N saranno attratti maggiormente dal polo S dei magnetini sottostanti e viceversa e cioè opposta a quella del c.m.t. esterno.
L'alternanza della polarità magnetica osservata negli strati sedimentari dipenderebbe quindi dalla successione delle stratificazioni più potenti, e spiegherebbe più semplicemente le 20 inversioni della

polarità magnetica rilevate nei sedimenti degli ultimi 4 milioni di anni ed attribuite dalla letteratura ad inversione della polarità dell'intera Terra, sulle cui cause si investiga da secoli.

Inversione del campo magnetico solare. Le macchie solari sono causate da fenomeni (eruzioni) solari locali, che noi osserviamo come macchie sulla cromosfera, vortici di materiale solare eiettato dall'interno dell'Astro sotto forma di vento. Questi vortici, determinati dalla morfologia dei condotti eruttivi imbutiformi analoghi a quelli vulcanici terrestri, hanno tutti lo stesso verso: quello indotto dalla rotazione del Sole intorno al proprio asse, circostanza questa verificata dal differente verso delle macchie nei due emisferi solari. Talora, le eruzioni assumono una notevole intensità, manifestata dai flares, solar proton events, etc.
Questi fenomeni sarebbero presumibilmente indotti dall'azione mareale esercitata sul Sole da Giove e Saturno, i due pianeti giganti del sistema solare. Va ricordato che la forza mareale fra il Sole e Giove ha un ordine di grandezza mille volte maggiore di quella Terra-Sole. (per esempio a St. Michael, dove l'escursione di marea è di 12 metri, nel caso di una marea 1000 volte più intensa sarebbe di 12.000 metri). Gli effetti sul Sole potrebbero poi essere più vistosi di quelli osservati sulla superficie oceanica, a causa della natura gassosa della massa solare (Morth e Schlamminger 1979). La maggiore azione mareale che si verifica in corrispondenza della congiunzione dei due satelliti col Sole, che si ripete ogni 11 anni, potrebbe poi spiegare il ciclo undecennale delle macchie solari (NOAA 2006).
Le macchie solari sono generate dai buchi coronali: regioni di bassa densità, rilevate a mezzo di raggi X, come veri buchi sulla corona solare (l'involucro più esterno dell'Astro). La loro estensione, nelle regioni polari del Sole, occupa il 25% della superficie del Sole. Si tratta quindi di vortici dell'ordine di grandezza paragonabile a quella emisferica solare. Per investigare le macchie solari converrebbe esaminare la genesi e l'evoluzione dei buchi coronali, ma l'abitudine ha indotto a preferire lo studio delle macchie solari, il cui andamento temporale è anticorrelato rispetto a quello dei buchi coronali.
La polarità delle macchie s'inverte ogni 11 anni, e, come per la Terra, la letteratura attribuisce il fenomeno ad un'inversione undecennale dell'intera polarità dell'intero campo magnetico solare.

Si può immaginare che tutta la superficie esterna solare sia costituita da vortici di materia solare (le macchie) circuitanti in senso inverso nei due emisferi dell'Astro.
Al termine di un ciclo undecennale, a mano a mano compaiono altri vortici equiversi rispetto a quelli precedenti con eruzione di materiale solare. Ciascuno di essi collassa poi su quelli sottostanti, così come avviene per i plume pliniani vulcanici. La caduta non è però paragonabile a quella dei plume vulcanici, sia perché la densità dei flussi piroclastici vulcanici collassanti è ben maggiore di quella gassosa di quelli solari, sia perché il collasso delle masse solari avviene gradualmente durante 11 anni, mentre quello dei flussi piroclastici vulcanici dura un tempo dell'ordine delle ore. Si può pertanto immaginare una caduta graduale e successiva di parti del vortice eiettato, la cui vorticosità parziale è ovviamente inferiore alla somma di quella equiversa di tutti i vortici sottostanti, i quali invertiranno pertanto il senso di rotazione del vortice successivo a mano a mano che esso collassa.
Il fenomeno può visualizzarsi utilizzando un comune aspiratore a forma di tubo, che aspira l'aria da una estremità del tubo per poi indirizzarla verso l'altra estremità. Immaginiamo un piano sul quale abbiamo praticato dei fori nei quali abbiamo immesso, dalla parte inferiore del piano, tanti tubi corrispondenti agli estremi di aspiratori che aspirano aria a mo' di vortici tutti dello stesso verso (l'equivalente delle macchie solari precedenti).
Ad un certo momento, ipotizziamo che da uno dei tubi venga emesso un intenso plume di particelle di polveri sottili, ruotante nello stesso verso di quelli sottostanti, La vorticità totale dei vortici creati dagli aspiratori è equiversa rispetto a quella del plume di particelle ed è più intensa a causa del loro elevato numero, per cui, il verso del nuovo vortice sarà invertito dall'azione di quelli precedenti.

Esaurita la spinta verticale, il nostro plume, quindi, cadrà per gravità sul piano, ma durante la caduta la vorticosità dei vortici sottostanti gli avrà cambiato senso di rotazione.
La visualizzazione è coerente con l'osservazione della minore temperatura delle macchie (4.500 °K) rispetto a quella della fotosfera (6.000 °K), in quanto i vortici durante la caduta aspirano materiale più freddo dall'esterno della superficie del Sole. Lo stesso vale per i buchi coronali, la cui minore densità sarebbe dovuta all'aspirazione, da parte di questo macrovortice, di particelle esterne meno dense.

Precursori magnetici dei terremoti. In prossimità di un terremoto, la pressione fra le due zolle spinte da forze esterne eleva la temperatura delle strutture litologiche delle superfici interfacciate al punto di fonderle. I magnetini, sulle due facce della faglia, relativamente liberi, si orientano nella direzione del c.m.t. I labbri della faglia costituiranno allora le espansioni polari di un magnete, il cui campo interferirà con quello del c.m.t. determinando il disturbo magnetico localizzato, registrato dai variografi magnetici prima del verificarsi di forti terremoti.

Precursori magnetici delle eruzioni vulcaniche. Una colonna magmatica viene spinta verso l'alto dalla tensione dei gas disciolti nella camera magmatica. Il condotto magmatico ha la forma di un imbuto rovesciato e, per questo, il magma vi si intrude circuitando e raffreddandosi. Quando ha raggiunto temperature inferiori a quella di Curie i magnetini circuitanti in seno al magma generano, per effetto dinamo, un campo magnetico secondario che interferisce con quello preesistente, creando un disturbo magnetico locale che i variografi magnetici disposti oggi intorno a molti vulcani registrano, fornendo utili segnali precursori dell'eruzione.

Perché la durata del giorno cresce di più di quanto previsto dall'effetto delle maree. La marea lunare, da miliardi di anni, sta rallentando la velocità di rotazione della Terra e della Luna. Per il principio di conservazione del momento della quantità di moto orbitale + rotazionale, se diminuisce quello rotazionale deve aumentare quello orbitale, per cui la distanza Terra- Luna va aumentando e con essa la forza di marea va diminuendo.
I calcoli basati sull'effetto di marea hanno accertato che la velocità di rotazione della Terra durante l'ultimo secolo è diminuita di più di quanto previsto dall'effetto mareale (Palumbo 2003). Tali calcoli, basati su un valore medio della forza di marea, hanno sollecitato una disputa scientifica che va avanti da oltre un secolo, sulla ricerca dei meccanismi di tale anomalia.
L'ammissione della costanza nel tempo della forza di marea è, però errata, in quanto essa diminuisce nel tempo e con essa diminuisce, in rapporto, anche la velocità di rotazione della Terra e della Luna.
Ecco quindi una semplice spiegazione dell'osservata crescita della durata del giorno (ΔLod = Length of the day).

Onde oceaniche. Quando l'equilibrio iniziale delle masse oceaniche è turbato ad opera del vento, le particelle elementari scosse dal loro equilibrio iniziale, generano sistemi di onde interferenti fra loro. All'uscita dell'area di burrasca, le onde lunghe (il mare morto) si propagano verso l'esterno.
La lunghezza d'onda di un'onda oceanica è dell'ordine delle centinaia di metri, il periodo è dell'ordine massimo di 10 sec. e la velocità varia fra i 10 ed i 15 m/sec. Di conseguenza, la velocità di rotazione della Terra all'Equatore (465 m/sec) è maggiore di quella dell'onda oceanica e lo è anche alle altre latitudini. Il fronte d'onda, circolare che parte da un'area di burrasca, si espande quindi secondo una spirale logaritmica, nel cui seno le onde sfasate si elidono, mentre quelle in fase si amplificano formando fronti d'onda particolarmente intensi, che costituiscono le onde anomale, le quali spesso appaiono all'improvviso su vastissime superfici oceaniche perfettamente calme. La scienza non ha fornito alcuna spiegazione sulla genesi di queste onde dannosissime. Palumbo (2004) le ha attribuite a fenomeni di risonanza fra onde sincrone generale nelle aree di burrasca e

che si propagano verso l'esterno con notevole intensità. Il fenomeno è, invece, riconducibile a particolare composizione di onde secondo i meccanismi descritti da Palumbo (2007).

La teoria delle stringhe ed il modello proposto

Palumbo (2001) ha proposto un semplice modello per la nascita e l'evoluzione dell'universo. Nardelli (2005) ha comparato questo modello con la teoria delle stringhe,e tradotto esso nei termini di quest'ultima ottenendo:

$$-\int d^{26}x\sqrt{g}\left[-\frac{R}{16\pi G}-\frac{1}{8}g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma}Tr\left(G_{\mu\nu}G_{\rho\sigma}\right)f(\phi)-\frac{1}{2}g^{\mu\nu}\partial_{\mu}\phi\partial_{\nu}\phi\right]=$$

$$=\int_{0}^{\infty}\frac{1}{2\kappa_{10}^{2}}\int d^{10}x(-G)^{1/2}e^{-2\Phi}\left[R+4\partial_{\mu}\Phi\partial^{\mu}\Phi-\frac{1}{2}\left|\tilde{H}_{3}\right|^{2}-\frac{\kappa_{10}^{2}}{g_{10}^{2}}Tr_{v}\left(\left|F_{2}\right|^{2}\right)\right], \quad (3)$$

una relazione generale che lega stringhe bosoniche e fermioniche agenti in tutti i sistemi naturali

Le particelle e le masse, nate da vortici, hanno avuto una forma originaria sferica, per poi assumere quella ellissoidale, in conseguenza della loro rotazione (Palumbo 2007). Fra i tanti ellissoidi, naturali o teorici, esiste quello aureo, che, come tutte le forme naturali, è basato sul numero aureo φ. E' allora possibile che da quest'ultimo siano nati i vortici naturali e da questi le particelle naturali, mentre gli altri immaginabili ed innumerevoli ellissoidi hanno generato altre possibili forme, estranee al nostro universo, presumibilmente appartenenti ai 10^{500} universi (landescapes della Teoria delle Stringhe) (Greene).
Ciò trova conferma nella teoria delle stringhe naturali, o vibrazioni, che hanno generato i vortici, i quali hanno accumulato al loro centro una elevatissima energia, e, per la (3), le infinite possibili particelle.
L'ellissoide aureo può quindi immaginarsi lo strumento originario, che ha emesso le vibrazioni (stringhe bosoniche) che hanno costituito, per la (3), le particelle del Modello Standard. E' questo il motivo della presenza di φ nella (3) e della connessione analitica fra la serie dei numeri di Fibonacci (e le forme da essa derivate: φ, Φ, le equazioni modulari di Ramanujan (Hardy 1927), i numeri primi naturali) e le equazioni di alcuni settori della teoria delle stringhe (Nardelli et al. 2006).

Scopo delle prossime sezioni, è quello di evidenziare le relazioni matematiche tra Teoria di Stringa, numeri primi (che sono alla base della funzione zeta di Riemann), serie di Fibonacci e partizioni.
In esse vengono esposti dei settori della teoria di stringa, precisamente le soluzioni cosmologiche da un sistema D3/D7, la soluzione applicata alla supergravità 10-dimensionale di tipo IIB ed alcune formule inerenti le proprietà del vuoto eterotico da superpotenziali, quindi collegate alle compattificazioni della stringa eterotica su varietà complesse 6-dimensionali non Kahleriane.
Verrà quindi evidenziato, come alcune soluzioni di equazioni di questi settori della teoria di stringa, sono correlate sia alla funzione zeta di Riemann che alla sezione aurea, quindi la strettissima correlazione con i numeri primi, i numeri di Fibonacci (e le equazioni modulari di Ramanujan ad essi collegate), i numeri primi naturali e le partizioni.

1. Soluzioni cosmologiche da un sistema D3/D7.

L'azione completa nella M-teoria consiste di tre parti: un termine di volume, , un termine di correzione quantico, $S_{quantum}$, ed un termine che origina una membrana, S_{M2}. L'azione è allora data dalla somma di queste tre parti:

$$S = S_{bulk} + S_{quantum} + S_{M2}. \quad (1.1)$$

Le parti individuali sono:

$$S_{bulk} = \frac{1}{2\kappa^2}\int d^{11}x\sqrt{-g}\left[R - \frac{1}{48}G^2\right] - \frac{1}{12\kappa^2}\int C \wedge G \wedge G, \quad (1.2)$$

dove abbiamo definito G = dC, con C che è l'usuale tre-forma della M-teoria, e $\kappa^2 \equiv 8\pi G_N^{(11)}$. Questa è la parte bosonica dell'azione classica della supergravità 11-dimensionale. La principale correzione quantistica all'azione può essere scritta come:

$$S_{quantum} = b_1 T_2 \int d^{11}x\sqrt{-g}\left[J_0 - \frac{1}{2}E_8\right] - T_2\int C \wedge X_8. \quad (1.3)$$

Il coefficiente T_2 è la tensione della membrana. Per il nostro caso, $T_2 = \left(\frac{2\pi^2}{\kappa^2}\right)^{1/3}$, e b_1 è una costante numerica data esplicitamente da $b_1 = (2\pi)^{-4}3^{-2}2^{-13}$. L'azione della M2 brana è data da:

$$S_{M2} = -\frac{T_2}{2}\int d^3\sigma\sqrt{-\gamma}\left[\gamma^{\mu\nu}\partial_\mu X^M \partial_\nu X^N g_{MN} - 1 + \frac{1}{3}\varepsilon^{\mu\nu\rho}\partial_\mu X^M \partial_\nu X^N \partial_\rho X^P C_{MNP}\right], \quad (1.4)$$

dove X^M sono le coordinate di "immersione" della membrana. La metrica del "volume d'universo" $\gamma_{\mu\nu}, \mu, \nu = 0,1,2$ è semplicemente il "pull-back" di g_{MN}, la metrica dello spazio-tempo. Il moto di questa M2 brana è ovviamente influenzato dal "background" dei G-flussi.

Classificazione e stabilità delle soluzioni cosmologiche.

La metrica che otteniamo per il tipo IIB è della seguente forma generale :

$$ds^2 = \frac{f_1}{t^\alpha}\left(-dt^2 + dx_1^2 + dx_2^2\right) + \frac{f_2}{t^\beta}dx_3^2 + \frac{f_3}{t^\gamma}g_{mn}dy^m dy^n \quad (1.5)$$

dove $f_i = f_i(y)$ sono alcune funzioni delle coordinate della quadri-varietà e α, β e γ possono essere numeri positivi o negativi. Per arbitrarie $f_i(y)$ e arbitrarie potenze di t, la metrica di tipo IIB può derivare in generale da una metrica di M-teoria della forma

$$ds^2 = e^{2A}\eta_{\mu\nu}dx^\mu dx^\nu + e^{2B}g_{mn}dy^m dy^n + e^{2C}|dz|^2, \quad (1.6)$$

con tre differenti fattori di curvatura A, B e C , dati da:

$$A = \frac{1}{2}\log\frac{f_1 f_2^{\frac{1}{3}}}{t^{\alpha+\frac{\beta}{3}}} + \frac{1}{3}\log\frac{\tau_2}{|\tau|^2}, \quad B = \frac{1}{2}\log\frac{f_3 f_2^{\frac{1}{3}}}{t^{\gamma+\frac{\beta}{3}}} + \frac{1}{3}\log\frac{\tau_2}{|\tau|^2}, \quad C = -\frac{1}{3}\left[\log\frac{f_2}{t^{\beta}} + \log\frac{\tau_2^2}{|\tau|}\right]. \; (1.7)$$

Per vedere quali sono le possibili scelte per un tale background, occorre trovare la differenza B – C . Questa è data da:

$$B - C = \frac{1}{2}\log\frac{f_2 f_3}{t^{\gamma+\beta}} + \log\frac{\tau_2}{|\tau|}. \; (1.8)$$

Poichè le parti dipendenti inerenti lo spazio ed il tempo della (1.8) possono essere isolate, la (1.8) può annullarsi soltanto se

$$f_2 = f_3^{-1} \cdot \frac{|\tau|}{\tau_2}, \quad \gamma + \beta = 0, \; (1.9)$$

con α e $f_1(y)$ che rimangono completamente arbitrarie.
Adesso studiamo il seguente caso interessante, dove $\alpha = \beta = 2$, $\gamma = 0$ $f_1 = f_2$. La 6-varietà interna è indipendente dal tempo. Questo esempio corrisponderebbe ad un esatto background di tipo de-Sitter, e quindi questo produrrebbe un universo in accelerazione con i tre fattori di curvatura dati da:

$$A = \frac{2}{3}\log\frac{f_1}{t^2}, \quad B = \frac{1}{2}\left[\log f_3 + \frac{1}{3}\log\frac{f_1}{t^2}\right], \quad C = -\frac{1}{3}\log\frac{f_1}{t^2}. \; (1.10)$$

Vediamo che la quadri-varietà interna ha fattori di curvature dipendenti dal tempo sebbene lo spazio 6-dimensionale di tipo IIB è completamente indipendente dal tempo. Un tale background ha il vantaggio che la dinamica quadri-dimensionale che dipenderebbe sullo spazio interno adesso diviene indipendente dal tempo. Questo caso presuppone che la dipendenza dal tempo ha una forma peculiare, cioè la varietà interna 6D della teoria di tipo IIB è assunta costante, e le direzioni non-compatte corrispondono ad uno spazio di de-Sitter 4D. Usando la (1.10), la corrispondente metrica 11D nello scenario della M-teoria, può allora, in linea di principio, essere inserita nelle equazioni del moto che seguono dalla (1.1).

2. Soluzione applicata alla supergravità 10-dimensionale di tipo IIB.

Consideriamo la seguente azione in (q+n+2) dimensioni, contenente la metrica, $g_{\mu\nu}$, un campo diatonico, ϕ, con un potenziale scalare generale, $V(\phi)$, ed un campo di forza (q+2)-forma, $F_{q+2} = dA_{q+1}$, conformemente accoppiato al dilatone:

$$S = \int_{M_{q+n+2}} d^{q+n+2}x\sqrt{|g|}\left[\alpha R - \beta(\partial\phi)^2 - \frac{\eta}{(q+2)!}e^{-\sigma\phi}F_{q+2}^2 - V(\phi)\right]. \quad (2.1)$$

Qui R è lo scalare di Ricci costruito dalla metrica ed M è una costante. La stabilità richiede che le costanti α, β e η siano positive, infine, $V = \Lambda e^{-\lambda\phi}$ è il potenziale di Liouville, per il quale Wiltshire ed i suoi collaboratori hanno mostrato che le equazioni del moto non ammettono soluzioni di tipo buco nero eccetto per il caso di una costante cosmologica pura negativa, $\lambda = 0$ e $\Lambda < 0$.
La soluzione che cerchiamo può essere realizzata su una tre-sfera S^3 per fornire una soluzione alla supergravità 10-dimensionale di tipo IIB. Questa teoria a 10D contiene un gravitone, un campo scalare e la 3-forma NSNS tra altri campi ed ha un'azione 10 dimensionale, molto simile alla (2.1), fornita da

$$S_{10} = \int d^{10}x\sqrt{|g|}\left[\frac{1}{4}R - \frac{1}{2}(\partial\phi)^2 - \frac{1}{12}e^{-2\phi}H_{\mu\nu\lambda}H^{\mu\nu\lambda}\right]. \quad (2.2)$$

Abbiamo una configurazione 10 dimensionale data da

$$ds_{10}^2 = \left(\frac{2}{r}\right)^{3/4}\left[-h(r)dt^2 + r^2 dx_{0,5}^2 + \frac{r^2}{h(r)}dr^2\right] + \left(\frac{r}{2}\right)^{5/4}\left[d\theta^2 + d\psi^2 + d\varphi^2 + \left(d\psi + \cos\theta d\varphi - \frac{Q}{5r^5}dt\right)^2\right]$$

$$\phi = -\frac{5}{4}\log\frac{r}{2},$$

$$H_3 = -\frac{Q}{r^6}dr \wedge dt \wedge (d\psi + \cos\theta d\varphi) - \frac{g}{\sqrt{2}}\sin\theta d\theta \wedge d\varphi \wedge d\psi. \quad (2.3)$$

Questa soluzione 10-dimensionale descrive NS-5 brane che si intersecano con le stringhe fondamentali nella direzione del tempo.
Adesso effettuiamo la "manipolazione" delle variabili angolari della tre-sfera introducendo le seguenti 1-forme di SU(2) invarianti a sinistra:

$$\sigma_1 = \cos\psi d\theta + \sin\psi\sin\theta d\varphi, \quad \sigma_2 = \sin\psi d\theta - \cos\psi\sin\theta d\varphi, \quad \sigma_3 = d\psi + \cos\theta d\varphi, \quad (2.4)$$

e

$$h_3 = \sigma_3 - \frac{Q}{5}\frac{1}{r^5}dt. \quad (2.5)$$

Poi, eseguiamo il seguente cambio di variabili

$$\frac{r}{2} = \rho^{\frac{4}{5}}, \quad t = \frac{5}{32}\tilde{t}, \quad dx_4 = \frac{1}{2\sqrt{2}}d\tilde{x}_4, \quad dx_5 = \frac{1}{2}dZ, \quad g = \sqrt{2}\tilde{g}, \quad Q = \sqrt{2}2^7\tilde{Q}, \quad \sigma_i = \frac{1}{\tilde{g}}\tilde{\sigma}_i. \quad (2.6).$$

É semplice verificare che la soluzione 10-dimensionale (2.3) diviene, dopo questi cambi

$$d\tilde{s}_{10}^2 = \frac{1}{2}\rho^{-1}\left[d\tilde{s}_6^2\right] + \frac{\rho}{\tilde{g}^2}\left[\tilde{\sigma}_1^2 + \tilde{\sigma}_2^2 + \left(\tilde{\sigma}_3 - \frac{\tilde{g}\tilde{Q}}{4\sqrt{2}}\frac{1}{\rho^4}d\tilde{t}\right)^2\right] + \rho dZ^2,$$

$$\phi = -\ln\rho,$$

$$H_3 = -\frac{1}{\tilde{g}^2}\tilde{\sigma}_1 \wedge \tilde{\sigma}_2 \wedge \tilde{h}_3 + \frac{\tilde{Q}}{\sqrt{2}\tilde{g}\rho^5}d\tilde{t} \wedge d\rho \wedge \tilde{h}_3, \quad (2.7)$$

dove definiamo

$$d\tilde{s}_6^2 = -\tilde{h}(\rho)d\tilde{t}^2 + \frac{\rho^2}{\tilde{h}(\rho)}d\rho^2 + \rho^2 d\tilde{x}_{0,4}^2 \quad (2.8)$$

e, dopo aver rimisurato M,

$$\tilde{h} = -\frac{2\tilde{M}}{\rho^2} + \frac{\tilde{g}^2}{32}\rho^2 + \frac{\tilde{Q}^2}{8}\frac{1}{\rho^6}. \quad (2.9)$$

Adesso trasformiamo la soluzione dal riferimento di Einstein a quello di stringa. Questo conduce a

$$d\bar{s}_{10}^2 = \frac{1}{2}\rho^{-2}\left[d\tilde{s}_6^2\right] + \frac{1}{\tilde{g}^2}\left[\tilde{\sigma}_1^2 + \tilde{\sigma}_2^2 + \left(\tilde{\sigma}_3 - \frac{\tilde{g}\tilde{Q}}{4\sqrt{2}}\frac{1}{\rho^4}d\tilde{t}\right)^2\right] + dZ^2,$$

$$\bar{\phi} = -2\ln\rho,$$

$$\bar{H}_3 = H_3. \qquad (2.10)$$

Abbiamo una soluzione per la supergravità 10-dimensionale di tipo IIB con un campo NSNS non banale. Se eseguiamo una trasformazione di S-dualità a questa soluzione, otteniamo ancora una soluzione per la teoria di tipo IIB, ma con una RR 3-forma, F_3 non banale. La trasformazione di S-dualità agisce soltanto sulla metrica e sul dilatone, lasciando invariante la tre-forma. In questo modo siamo condotti alla seguente configurazione, che è S-duale a quella derivata sopra

$$d\bar{s}_{10}^2 = \frac{1}{2}\left[d\tilde{s}_6^2\right] + \frac{\rho^2}{\tilde{g}^2}\left[\tilde{\sigma}_1^2 + \tilde{\sigma}_2^2 + \left(\tilde{\sigma}_3 - \frac{\tilde{g}\tilde{Q}}{4\sqrt{2}}\frac{1}{\rho^4}d\tilde{t}\right)^2\right] + \rho^2 dZ^2,$$

$$\bar{\phi} = 2\ln\rho,$$

$$F_3 = H_3. \qquad (2.11)$$

Riguardo alla T-dualità, nel riferimento di stringa abbiamo

$$d\bar{s}_{10}^2 = \frac{1}{2}\left[ds_6^2\right] + \frac{r^2}{g^2}\left[\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \left(\sigma_3 - \frac{gQ}{4\sqrt{2}}\frac{1}{r^4}dt\right)^2\right] + r^{-2}dZ^2 . \quad (2.12)$$

Questa espressione fornisce una soluzione alla supergravità di tipo IIA con RR 4-forma, C_4 eccitata. Procediamo effettuando una trasformazione di T-dualità, che conduce ad una soluzione della teoria di tipo IIB con RR 3-forma, C_3 non banale. La soluzione completa allora diviene

$$d\bar{s}_{10}^2 = \frac{1}{2}\left[ds_6^2\right] + \frac{r^2}{g^2}\left[\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \left(\sigma_3 - \frac{gQ}{4\sqrt{2}}\frac{1}{r^4}dt\right)^2\right] + r^2 dZ^2 ,$$

$$\bar{\phi} = 2\ln r$$

$$C_3 = -\frac{1}{g^2}\sigma_1 \wedge \sigma_2 \wedge h_3 - \frac{Q}{\sqrt{2}g}\frac{1}{r^5}dt \wedge dr \wedge h_3 . \quad (2.13)$$

Siamo condotti in questo modo, precisamente alla stessa soluzione 10D come è stata trovata in precedenza [vedi formula (2.11)].

3. Connessioni con alcune equazioni riguardanti la funzione zeta di Riemann.

Sono state ottenute delle interessanti connessioni tra alcune soluzioni cosmologiche di un sistema D3/D7, alcune soluzioni riguardanti la supergravità 10-dimensionale di tipo IIB ed alcune equazioni riguardanti la funzione zeta di Riemann, in modo specifico il teorema di Goldston-Montgomery.
Assumiamo l'ipotesi di Riemann. Abbiamo le seguenti implicazioni: se $0 < B_1 \le B_2 \le 1$ e $F(X,T) \approx \frac{1}{2\pi} T \log T$ uniformemente per $\frac{X^{B_1}}{\log^3 X} \le T \le X^{B_2} \log^3 X$, allora

$$\int_1^X (\psi((1+\delta)x) - \psi(x) - \delta(x))^2 dx \approx \frac{1}{2}\delta X^2 \log\frac{1}{\delta} , \quad (3.1)$$

uniformemente per $\frac{1}{X^{B_2}} \le \delta \le \frac{1}{X^{B_1}}$. Prendiamo il Lemma 3 di questo teorema:

Lemma 3.

Sia $f(t) \ge 0$ una funzione continua definite su $[0,+\infty)$ così che $f(t) << \log^2(t+2)$. Se

$$I(k) = \int_0^\infty \left(\frac{\sin ku}{u}\right)^2 f(u)du = \left(\frac{\pi}{2} + \varepsilon'(k)\right) k \log\frac{1}{k} , \quad (3.2)$$ allora

$$J(T)=\int_0^T f(t)dt=(1+\varepsilon')T\log T \quad , \quad (3.3)$$

con $|\varepsilon'|$ piccolo se $|\varepsilon(k)|\le\varepsilon$ uniformemente per $\dfrac{1}{T\log T}\le k\le\dfrac{1}{T}\log^2 T$.

Adesso, prendiamo l'equazione (1.10) e precisamente $A=\dfrac{2}{3}\log\dfrac{f_1}{t^2}$. Notiamo che dall'equazione (3.3) per $\varepsilon'=-\dfrac{2}{3}$ e T = 2, abbiamo $J(T)=\int_0^T f(t)dt=(1+\varepsilon')T\log T=\dfrac{2}{3}\log 2$. Questo risultato è correlato a $A=\dfrac{2}{3}\log\dfrac{f_1}{t^2}$ ponendo $\dfrac{f_1}{t^2}=2$, quindi con il Lemma 3 del teorema di Goldston-Montgomery. Allora, abbiamo la seguente relazione interessante

$$A=\frac{2}{3}\log\frac{f_1}{t^2}\Rightarrow\int_0^T f(t)dt=(1+\varepsilon')T\log T, \quad (3.4)$$

quindi la connessione tra la soluzione cosmologica e l'equazione correlata alla funzione zeta di Riemann.

Adesso, prendiamo le equazioni (2.3) e (2.11) e precisamente $\phi=-\dfrac{5}{4}\log\dfrac{r}{2}$ e $\bar{\phi}=2\ln\rho$. Notiamo che dall'equazione (3.3) per $\varepsilon'=\dfrac{3}{2}$ e T = 1/2 , abbiamo $J(T)=\int_0^T f(t)dt=(1+\varepsilon')T\log T=\dfrac{5}{4}\log\dfrac{1}{2}$.

Inoltre, per $\varepsilon'=3$ e T = 1/2 , abbiamo $J(T)=\int_0^T f(t)dt=(1+\varepsilon')T\log T=2\log\dfrac{1}{2}$.

Questi risultati sono correlati a $\phi=-\dfrac{5}{4}\log\dfrac{r}{2}$ ponendo r = 1 ed a $\bar{\phi}=2\ln\rho$ ponendo $\rho=1/2$, quindi con il Lemma 3 del teorema di Goldston-Montgomery. Allora, abbiamo le seguenti relazioni interessanti

$$\phi=-\frac{5}{4}\log\frac{r}{2}\Rightarrow-\int_0^T f(t)dt=-[(1+\varepsilon')T\log T], \qquad \bar{\phi}=2\ln\rho\Rightarrow\int_0^T f(t)dt=(1+\varepsilon')T\log T, \quad (3.5)$$

quindi la connessione tra le soluzioni 10-dimensionali ed alcune equazioni correlate alla funzione zeta di Riemann.

Notiamo come la (3.5) sia ben correlabile anche con la formula inerente la funzione zeta di Riemann. Otteniamo infatti:

$$\int_0^\infty J(x)x^{-s-1}dx=\frac{1}{s}\log\zeta(s)\Rightarrow\phi=-\frac{5}{4}\log\frac{r}{2}\Rightarrow-\int_0^r f(t)dt=-[(1+\varepsilon')T\log T]. \quad (3.6)$$

Da questo il possibile legame tra soluzioni cosmologiche inerenti la teoria di stringa, funzione zeta, numeri di Fibonacci e partizioni.

4. Numeri di Fibonacci, formule ad essi correlate e connessioni con la Teoria di stringa

Ricordiamo che, quando una stringa si muove nello spazio-tempo, un enorme numero di identità matematiche deve essere soddisfatto. Queste sono le identità delle funzioni modulari di Ramanujan (le equazioni modulari di Ramanujan). La funzione di Ramanujan ha 24 "modi" che corrispondono alle vibrazioni fisiche di una stringa bosonica.
Il matematico indiano S.Ramanujan, ha mostrato che l'integrale definito

$$\phi_w(t) = \int_0^\infty \frac{\cos \pi tx}{\cosh \pi x} e^{-\pi w x^2} dx , \quad (4.1)$$

può essere valutato in termini finiti se w è qualche multiplo razionale di i. Inoltre, questo integrale può essere valutato non soltanto per questi valori ma anche per molti altri valori di t e w. Abbiamo quindi:

$$\phi_w(t) = 2\int_0^\infty \int_0^\infty \frac{\cos 2\pi xz}{\cosh \pi z} \cos \pi txe^{-\pi w x^2} dxdz = \frac{e^{-\frac{\pi t^2 w'}{4}}}{\sqrt{w}} \int_0^\infty \frac{\cosh \pi txw'}{\cosh \pi x} e^{-\pi x^2 w'} dx , \quad (4.2)$$

qui w' sta per $1/w$. Da ciò segue che

$$\phi_w(t) = \frac{1}{\sqrt{w}} e^{-\frac{\pi t^2}{4} w'} \phi_{w'}(itw'). \quad (4.3)$$

É possibile ottenere il valore di π utilizzando la seguente espressione:

$$\phi_w(t) = \frac{e^{-\frac{\pi t^2 w'}{4}}}{\sqrt{w}} \int_0^\infty \frac{\cos \pi txw'}{\cosh \pi x} e^{-\pi x^2 w'} dx = \frac{1}{\sqrt{w}} e^{-\frac{\pi t^2}{4} w'} \phi_{w'}(itw'), \quad (4.4)$$

$$e^{-\frac{\pi t^2 w'}{4}} \frac{1}{\sqrt{w}} \int_0^\infty \frac{\cos \pi txw'}{\cosh \pi x} e^{-\pi x^2 w'} dx = \phi_w(t),$$

$$e^{-\frac{\pi t^2 w'}{4}} = \frac{\phi_w(t)}{\frac{1}{\sqrt{w}} \int_0^\infty \frac{\cos \pi txw'}{\cosh \pi x} e^{-\pi x^2 w'} dx} = \frac{\frac{1}{\sqrt{w}} e^{-\frac{\pi t^2}{4} w'} \phi_{w'}(itw')}{\frac{1}{\sqrt{w}} \int_0^\infty \frac{\cos \pi txw'}{\cosh \pi x} e^{-\pi x^2 w'} dx},$$

$$e^{-\frac{\pi t^2 w'}{4}} = \frac{e^{-\frac{\pi t^2}{4} w'} \phi_{w'}(itw')}{\int_0^\infty \frac{\cos \pi txw'}{\cosh \pi x} e^{-\pi x^2 w'} dx}; \quad \log \frac{\pi t^2 w'}{4} = \frac{\int_0^\infty \frac{\cos \pi txw'}{\cosh \pi x} e^{-\pi x^2 w'} dx}{e^{-\frac{\pi t^2}{4} w'} \phi_{w'}(itw')};$$

$$\pi = 4\left[anti\log \frac{\int_0^\infty \frac{\cos \pi txw'}{\cosh \pi x} e^{-\pi x^2 w'} dx}{e^{-\frac{\pi t^2}{4} w'} \phi_{w'}(itw')} \right] \cdot \frac{1}{t^2 w'} . \quad (4.5)$$

Per quanto concerne il numero 24, dalla seguente equazione modulare di Ramanujan

$$\pi = \frac{24}{\sqrt{142}} \log\left[\sqrt{\left(\frac{10 + 11\sqrt{2}}{4} \right)} + \sqrt{\left(\frac{10 + 7\sqrt{2}}{4} \right)} \right],$$

e per l'eq. (4.5), abbiamo che

$$\frac{24}{\sqrt{142}} \log\left[\sqrt{\left(\frac{10 + 11\sqrt{2}}{4} \right)} + \sqrt{\left(\frac{10 + 7\sqrt{2}}{4} \right)} \right] = 4\left[anti\log \frac{\int_0^\infty \frac{\cos \pi txw'}{\cosh \pi x} e^{-\pi x^2 w'} dx}{e^{-\frac{\pi t^2}{4} w'} \phi_{w'}(itw')} \right] \cdot \frac{1}{t^2 w'} ;$$

$$24 = \frac{4\left[anti\log \frac{\int_0^\infty \frac{\cos \pi txw'}{\cosh \pi x} e^{-\pi x^2 w'} dx}{e^{-\frac{\pi t^2}{4} w'} \phi_{w'}(itw')} \right] \cdot \frac{\sqrt{142}}{t^2 w'}}{\log\left[\sqrt{\left(\frac{10 + 11\sqrt{2}}{4} \right)} + \sqrt{\left(\frac{10 + 7\sqrt{2}}{4} \right)} \right]} . \quad (4.6)$$

Per quanto concerne il numero 12 (anch'esso collegato alle vibrazioni di una stringa bosonica), dalla seguente equazione modulare di Ramanujan

$\pi = \frac{12}{\sqrt{130}} \log\left[\frac{(2 + \sqrt{5})(3 + \sqrt{13})}{\sqrt{2}} \right]$, quindi $12 = \frac{\pi\sqrt{130}}{\log\left[\frac{(2 + \sqrt{5})(3 + \sqrt{13})}{\sqrt{2}} \right]}$, e dall'equazione (4.5)

abbiamo che $$12 = \frac{4\left[anti\log \frac{\int_0^\infty \frac{\cos \pi txw'}{\cosh \pi x} e^{-\pi x^2 w'} dx}{e^{-\frac{\pi t^2}{4} w'} \phi_{w'}(itw')} \right] \cdot \frac{\sqrt{130}}{t^2 w'}}{\log\left[\frac{(2 + \sqrt{5})(3 + \sqrt{13})}{\sqrt{2}} \right]} . \quad (4.6b)$$

Palumbo (2001) ha proposto un semplice modello della nascita e dell'evoluzione dell'Universo. Nardelli (2005) ha confrontato questo modello con la Teoria delle Stringhe e lo ha tradotto in termini di quest'ultima ottenendo la seguente **relazione fondamentale**:

$$-\int d^{26}x\sqrt{g}\left[-\frac{R}{16\pi G}-\frac{1}{8}g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma}Tr\left(G_{\mu\nu}G_{\rho\sigma}\right)f(\phi)-\frac{1}{2}g^{\mu\nu}\partial_{\mu}\phi\partial_{\nu}\phi\right]=$$

$$=\int_0^{\infty}\frac{1}{2\kappa_{10}^2}\int d^{10}x(-G)^{1/2}e^{-2\Phi}\left[R+4\partial_{\mu}\Phi\partial^{\mu}\Phi-\frac{1}{2}\left|\tilde{H}_3\right|^2-\frac{\kappa_{10}^2}{g_{10}^2}Tr_{\nu}\left(\left|F_2\right|^2\right)\right], \qquad (4.7)$$

una relazione generale che lega stringhe fermioniche e bosoniche agenti in tutti i sistemi naturali.
È risaputo che i numeri della serie di Fibonacci esibiscono un carattere frattale, dove le forme ripetono la loro similarità partendo dal fattore di riduzione $1/\phi = 0{,}618033 = \sqrt{5}-1/2$. Un tale fattore compare anche nell'identità di Ramanujan

$$0{,}618033 = 1/\phi = \frac{\sqrt{5}-1}{2} = R(q)+\frac{\sqrt{5}}{1+\frac{3+\sqrt{5}}{2}\exp\left(\frac{1}{\sqrt{5}}\int_0^q\frac{f^5(-t)}{f(-t^{1/5})}\frac{dt}{t^{4/5}}\right)}, \qquad (4.8)$$

da cui è possibile ottenere anche il valore di π

$$\pi = 2\Phi-\frac{3}{20}\left[R(q)+\frac{\sqrt{5}}{1+\frac{3+\sqrt{5}}{2}\exp\left(\frac{1}{\sqrt{5}}\int_0^q\frac{f^5(-t)}{f(-t^{1/5})}\frac{dt}{t^{4/5}}\right)}\right], \qquad (4.9)$$

dove $\Phi = \frac{\sqrt{5}+1}{2}$.

In accordo con la Teoria dei Numeri, il numero puro 12 è correlato alle seguenti identità:

$$(c)^{31}-\left\{\frac{1}{2\times 5}\left[R(q)+\frac{\sqrt{5}}{1+\frac{3+\sqrt{5}}{2}\exp\left(\frac{1}{\sqrt{5}}\int_0^q\frac{f^5(-t)}{f(-t^{1/5})}\frac{dt}{t^{4/5}}\right)}\right]\right\}\approx 12; \qquad (4.10)$$

$$\left(\frac{\sqrt{5}+1}{2}\right)^5+\left(\frac{\sqrt{5}-1}{2}\right)^{1/8}=12{,}03175776\approx 12; \qquad (4.11)$$

$$(c)^{31}-\left[\frac{1}{2\times 5}\left(\frac{\sqrt{5}-1}{2}\right)\right]\approx 12; \quad (4.12) \qquad (c)^{30}+\left(\frac{\sqrt{5}-1}{2}\right)^{1/4}\approx 12; \quad (4.13)$$

dove "c" indica la costante (o numero) di Legendre.
L'introduzione delle espressioni (4.8) e (4.9) nella (4.7) forniscono la seguente equazione:

$$-\int d^{26}x\sqrt{g}\left[-\frac{R}{16G}\cdot\frac{1}{2\Phi-\frac{3}{20}\left(R(q)+\frac{\sqrt{5}}{1+\frac{3+\sqrt{5}}{2}\exp\left(\frac{1}{\sqrt{5}}\int_0^q\frac{f^5(-t)}{f\left(-t^{1/5}\right)}\frac{dt}{t^{4/5}}\right)}\right)}-\frac{1}{8}g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma}Tr\left(G_{\mu\nu}G_{\rho\sigma}\right)f(\phi)+\right.$$

$$\left.-\frac{1}{2}g^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi\ \right]=\int_0^\infty\frac{R}{\kappa_{11}^2}\cdot 2\Phi-\frac{3}{20}\left[R(q)+\frac{\sqrt{5}}{1+\frac{3+\sqrt{5}}{2}\exp\left(\frac{1}{\sqrt{5}}\int_0^q\frac{f^5(-t)}{f(-t^{1/5})}\frac{dt}{t^{4/5}}\right)}\right]\cdot$$

$$\int d^{10}x(-G)^{1/2}e^{-2\Phi}\left[R+4\partial_\mu\Phi\partial^\mu\Phi-\frac{1}{2}\left|\tilde{H}_3\right|^2-\frac{\kappa_{11}^2}{2\Phi-\frac{3}{20}\left(R(q)+\frac{\sqrt{5}}{1+\frac{3+\sqrt{5}}{2}\exp\left(\frac{1}{\sqrt{5}}\int_0^q\frac{f^5(-t)}{f(-t^{1/5})}\frac{dt}{t^{4/5}}\right)}\right)2Rg_{10}^2}Tr_\nu\right.$$

$$\left.\left(\left|F_2\right|^2\right)\ \right], \qquad (4.14)$$

Che è la traduzione dell'eq. (4.7) nei termini della Teoria dei Numeri e che, come facilmente si evince, è connessa anche alla (4.10), quindi correlabile anche alle equazioni (4.5) e (4.6).

I Numeri di Fibonacci e le masse delle particelle elementari.

Riportiamo qui di seguito, in ordine crescente, l'elenco delle masse delle particelle del Modello Standard, espresse in unità dell'elettrone:

Particella	*Massa*
Fotone	0
Gluone	0
Neutrino	$<10^{-8}$
Elettrone	1
Quark u	8
Quark d	16
Muone	207
Quark s	293
Quark c	2900
Tau	3447
Quark b	9200
Bosone W	157000
Bosone Z	178000
Quark t	344000

Basta dare un rapido sguardo alla Tabella per notare che le masse dei quark spaziano in una gamma vastissima, che va da circa 10 volte la massa dell'elettrone nel caso dei quark up e down, fino a 344000 masse elettroniche nel caso del quark top. I fisici si sono chiesti per un certo tempo come mai il quark top fosse così pesante, ma recentemente sono arrivati alla conclusione che non è il quark top ad essere anomalo, sono i quark up e down ad essere assurdamente leggeri. È il fatto che questi siano da diecimila a ventimila volte più leggeri di particelle come i bosoni W e Z ad aver bisogno di una spiegazione. Il Modello Standard non la fornisce.
Ma, almeno dal punto di vista puramente matematico, è possibile osservare come tali masse siano correlate in maniera molto forte con alcuni numeri: <u>i numeri della serie di Fibonacci</u>.
Riportiamo la serie di Fibonacci fino al numero 233:

1, 1, 2, 3, 5, 8, 13, 21, 34, 55, 89, 144, 233,…

La massa del quark up <u>8</u> (e quindi del quark down 16, che è multiplo di 8) è un numero di Fibonacci. Per quanto concerne i bosoni W e Z, rispettivamente di massa 157×10^3 e 178×10^3 , notiamo che:

157 = 13 + 144, con <u>13</u> e <u>144</u> numeri di Fibonacci
178 = 34 + 144, con <u>34</u> e <u>144</u> numeri di Fibonacci.

Sono quindi in gioco quattro numeri di Fibonacci: <u>8</u>, <u>13</u>, <u>34</u> e <u>144</u>.
Nella serie dei numeri di Fibonacci, il rapporto tra due numeri consecutivi tende "sempre" ad un numero: il *numero (o rapporto) aureo* $\Phi = 1{,}618033$
Notiamo, inoltre, che $144 = 8\times18$ e che la somma dei due quark up e down (particelle di cui sono fatti neutroni e protoni) fornisce il seguente risultato:

quark up + quark down = 8 + 16 = 24.

Il numero 24, come sappiamo, è legato alle vibrazioni delle stringhe bosonica (che per la relazione (4.7) del modello Palumbo-Nardelli sono connesse alle vibrazioni delle stringhe fermioniche) e, matematicamente, alla seguenti identità di S. Ramanujan:

$$24 = \frac{4\left[anti\log\frac{\int_0^\infty \frac{\cos\pi txw'}{\cosh\pi x}e^{-\pi x^2 w'}dx}{e^{-\frac{\pi t^2}{4}w'}\phi_{w'}(itw')}\right]\cdot\frac{\sqrt{142}}{t^2 w'}}{\log\left[\sqrt{\left(\frac{10+11\sqrt{2}}{4}\right)}+\sqrt{\left(\frac{10+7\sqrt{2}}{4}\right)}\right]}, \quad (4.15) \quad \text{(che non è altro che la 4.6)}$$

$$2\cdot(c)^{31} - \left\{\frac{1}{2\times5}\left[R(q)+\frac{\sqrt{5}}{1+\frac{3+\sqrt{5}}{2}\exp\left(\frac{1}{\sqrt{5}}\int_0^q\frac{f^5(-t)}{f(-t^{1/5})}\frac{dt}{t^{4/5}}\right)}\right]\right\} \approx 24\,. \quad (4.16)$$

È importante evidenziare che il termine ϕ in parentesi quadre al numeratore dell'identità (4.15), e l'espressione in parentesi quadre nella (4.16) sono uguali a $\phi = \frac{\sqrt{5}-1}{2} = 0,618033$, quindi al numero corrispondente alla *sezione aurea*.
Cosa può significare tutto questo in termini fisici?
Sappiamo che i diversi modi di vibrazione delle stringhe danno origine alle varie masse e cariche delle particelle elementari. Allora, se le masse dei bosoni W e Z sono correlate ai numeri di Fibonacci, significa che le stringhe bosoniche che danno origine a tali masse, "vibrano" e, come per uno strumento a corde, le "note" che originano corrispondono ai numeri di Fibonacci. Per quanto riguarda, invece, i quark up e down, che sono le particelle costituenti un protone ed un neutrone, è possibile, utilizzando il modello in precedenza esposto, effettuare i seguenti calcoli e giungere ad una interessante conclusione.
Sia data l'equazione (a)

$$(dp/dr) = \rho\, \omega^2\, r^2/r = \rho\, \omega^2\, r.$$

La forza centrifuga è quella che compare al secondo membro di tale equazione. Ora, il raggio di un protone è uguale a 10^{-15} m, mentre la massa è uguale a $1,6726231 \cdot 10^{-27}$ Kg. La densità di un protone per la formula $\delta = \frac{m}{V}$, (dove $V = \frac{4}{3}\pi r^3$) sarà uguale a

$$\delta = \frac{1,6726231 \cdot 10^{-27} Kg}{4,188790205 \cdot 10^{-45} m^3} = 0,399309351 \cdot 10^{18} Kg/m^3. \quad (4.17)$$

Sapendo che la velocità rotazionale di un atomo di idrogeno, in cui è contenuto un solo protone, è uguale a $v_r = 5,549638444 \cdot 10^5 m/\sec$, è possibile calcolare la velocità angolare ω data dal rapporto $\omega = \frac{v_r}{r}$. Avremo quindi:

$$\omega = \frac{5,549638444 \cdot 10^5 m/\sec}{10^{-15} m} = 5,549638444 \cdot 10^{20}. \quad (4.18)$$

Andiamo ora a sostituire i valori ottenuti nell'equazione (a). Otterremo l'energia del "vortice" del protone:

$$E_{vort} = 0,399309351 \cdot 10^{18} Kg/m^3 \cdot \left(5,549638444 \cdot 10^{20} \sec\right)^2 \cdot 10^{-15} m =$$
$$= 12,2981238 \cdot 10^{43} Kg/m^2 \sec^2 \cong 12,3. \quad (4.19)$$

Se a tale numero aggiungiamo $\phi = 0,618033$, avremo: $12,3 + 0,618033 = 12,918... \cong 13$, che è un numero di Fibonacci ed è anche un numero primo (primo naturale).
Quindi, anche l'energia del "vortice" di un protone, costituito da quark up e down, è connessa alla sezione aurea, quindi ai numeri di Fibonacci. Riguardo al neutrone si applicherà lo stesso procedimento, in quanto la sua massa è quasi uguale a quella del protone ($1,67492728 \cdot 10^{-27} Kg$).

Connessioni matematiche ottenute tra alcune equazioni riguardanti i neutroni "lenti" ed i numeri di Fibonacci, ϕ e Φ.

È conosciuto che l'azione di sostanze idrogenate (come la paraffina) sulla radioattività provocata da bombardamento di neutroni sia dovuta al "rallentamento" dei neutroni stessi, che vengono definiti neutroni "lenti".
Poiché con una ventina di urti successivi con protoni, la velocità dei neutroni si può ridurre all'ordine di grandezza di quella dovuta all'agitazione termica, si può pensare che la temperatura agisca sulla densità del "gas" di neutroni. Da precise esperienze, però, è possibile affermare che l'energia dei neutroni "lenti" sia maggiore dell'energia di agitazione termica. Nei reattori nucleari i neutroni vengono classificati secondo l'energia posseduta, poiché da questo parametro dipende in maniera critica il loro comportamento all'interno della materia: si parla di *neutroni lenti* per energie inferiori a 1000 eV. A queste energie i neutroni vengono facilmente catturati dai nuclei e possono dar luogo a varie reazioni, per esempio la produzione di elementi radioattivi a partire dai corrispondenti isotopi stabili; hanno quindi importanza i materiali (detti moderatori) capaci di rallentarli senza catturarli. I moderatori devono avere una sezione d'urto per cattura piuttosto piccola, in modo da rallentare i neutroni senza assorbirli, e devono essere costituiti da nuclei piuttosto leggeri, capaci di rallentarli anche con pochi urti. Le leggi dell'urto elastico prevedono infatti un maggior trasferimento di energia dalla particella urtante a quella urtata quando le masse sono confrontabili. Sono buoni moderatori l'acqua, l'acqua pesante, il berillio e la grafite. Quando i neutroni sono rallentati al punto che la loro energia è pari all'energia cinetica media posseduta per agitazione termica dalle molecole della sostanza moderatrice, si parla di *neutroni termici*.
Ricerche sperimentali e teoriche furono compiute dal grande fisico Enrico Fermi in collaborazione con E. Amaldi, E. Segrè, F. Rasetti, B. Pontecorvo e O. D'Agostino sulla radioattività provocata mediante bombardamento con neutroni, nonché sul rallentamento dei neutroni per mezzo di nuclei di idrogeno (paraffina ed acqua comune) e sull'azione dei neutroni lenti. Per queste fondamentali scoperte, Fermi nel 1938 ottenne il Premio Nobel per la fisica.
Andremo adesso ad analizzare varie equazioni inerenti alcune proprietà di assorbimento e di diffusione dei neutroni lenti ed il moto dei neutroni nelle sostanze idrogenate, per evidenziare le diverse connessioni ottenute con i numeri di Fibonacci, la sezione aurea ϕ ed il rapporto aureo Φ.

Sull'estensione delle bande di energia corrispondenti ai gruppi. Numero totale dei neutroni. (E. Amaldi ed E. Fermi, 1936)

Discuteremo un metodo per determinare l'estensione delle bande di energia che costituiscono i vari gruppi di neutroni lenti, e più precisamente il rapporto $W_{\max}/W_{\min}$ tra la massima e la minima energia che limitano la banda.
Il metodo per determinare la larghezza della banda che costituisce un gruppo g di energia superiore ad 1 volt, è basato sul confronto delle due seguenti grandezze: l'attivabilità A_g di un rivelatore dovuta ai neutroni del gruppo g in esame, e l'attivabiltà B_c dello stesso rivelatore dovuta ai soli neutroni C ed ottenuta proteggendo il rivelatore da un parte con uno strato di cadmio di spessore sufficiente per assorbire totalmente i neutroni termici. B_c si ottiene naturalmente come differenza tra le attivabilità del rivelatore con uno strato di cadmio da una sola parte oppure incluso tra due strati di cadmio.
Supponiamo che nella paraffina, in cui si trova il rivelatore, si producano q neutroni veloci per cm^3 e per s. Questi si andranno rallentando per modo che ad ogni istante vi saranno nell'ambiente neutroni di tutte le velocità. È possibile dimostrare che, per energie superiori ad 1 volt, il numero di neutroni di velocità fra v e $v+dv$ è:

$$N = \frac{2q\lambda(v)}{v^2}dv\,. \quad (4.20)$$

Da questo, è possibile calcolare l'attività A_g in funzione delle energie $W_{\min}$ e $W_{\max}$ che limitano la banda di energia g, del cammino libero medio λ_g, del coefficiente di assorbimento K_g del rivelatore per il gruppo g, della sua superficie s e del suo spessore δ. Eseguendo i calcoli si trova

$$A_g = \eta s q \lambda_g K_g \log\frac{W_{\max}}{W_{\min}} \times \frac{1}{2}\int_0^{\delta} b(K_g x)e^{-\mu x}dx + \int_0^{\delta} b(K_g x)e^{-\mu(\delta - x)}dx\,, \quad (4.21)$$

dove μ è il coefficiente di assorbimento degli elettroni del rivelatore nel rivelatore stesso, e $b(K_g x)$ è la funzione $b(K\delta) = \int_0^1 e^{-\frac{K\delta}{x}}dx$ (dove K =coefficiente di assorbimento dei neutroni e δ =spessore dell'assorbitore); η è l'efficienza della camera di ionizzazione per i raggi β del rivelatore.
L'ultimo fattore rappresenta l'effetto dell'assorbimento dei neutroni e dei raggi β nel rivelatore e si ridurrebbe a δ per rivelatore sottile. Nel calcolo di B_c (neutroni termici) intervengono, oltre agli elementi geometrici del rivelatore, il tratto di diffusione $\sqrt{D\tau} = \sqrt{\lambda^2 \frac{N}{3}}$ ed il coefficiente di assorbimento K_c del rivelatore per i neutroni termici. Eseguendo i calcoli e tenendo conto che in questo caso la legge di distribuzione angolare dei neutroni incidenti sul rivelatore è data dalla seguente formula

$$\cos\vartheta + \sqrt{3}\cos^2\vartheta,$$

si trova

$$B_c = \eta s q \lambda \sqrt{N} K_c \int_0^{\delta} c(K_c x)e^{-\mu x}dx \quad (4.22)$$

dove $c(K_c x)$ è la funzione

$$c(K\delta) = \frac{2}{2+\sqrt{3}}\int_0^1 e^{-\frac{K\delta}{x}}\left(1+\sqrt{3}x\right)dx\,. \quad (4.22b)$$

L'integrale, (che per rivelatore sottile si riduce a δ) rappresenta l'effetto dell'assorbimento dei neutroni e degli elettroni nel rivelatore. Integrando le (4.21) e (4.22), si trovano le espressioni

$$\int A_g d\tau = \eta s Q K_g \lambda_g \log\frac{W_{\max}}{W_{\min}} \times \frac{1}{2}\int_0^{\delta} b(K_g x)e^{-\mu x}dx + \int_0^{\delta} b(K_g x)e^{-\mu(\delta - x)}dx\,, \quad (4.23a)$$

$$\int B_c d\tau = \eta s Q K_c \lambda \sqrt{N}\int_0^{\delta} c(K_c x)e^{-\mu x}dx\,, \quad (4.23b)$$

dove $Q = \int q d\tau$ è il numero totale di neutroni emessi dalla sorgente per secondo.
Da queste si trova

$$\log\frac{W_{\max}}{W_{\min}}=\frac{K_c}{K_g}\frac{\lambda\sqrt{N}}{\lambda_g}\frac{\int A_g d\tau}{\int B_c d\tau}\times\frac{2\int_0^{\delta}c(K_c x)e^{-\mu x}dx}{\int_0^{\delta}b(K_g x)e^{-\mu x}dx+\int_0^{\delta}b(K_g x)e^{-\mu(\delta-x)}}. \quad (4.24)$$

Furono eseguite le misure per il gruppo D usando un rivelatore di rodio (0,36 g/cm^2), per il gruppo A un rivelatore di argento (0,057 g/cm^2) e per il gruppo I un rivelatore di ioduro di piombo (0,76 g/cm^2). Sono stati utilizzati i dati relativi al rodio per calcolare B_c anche per il gruppo I.
Notiamo subito, riguardo ai numeri puri 36, 57 e 76, che

36 = 2 + 13 + 21; 57 = 2 + 21 + 34; 76 = 8 + 13 + 21 + 34;

con 2, 8, 13, 21 e 34 numeri di Fibonacci.
Per valutare gli integrali $\int \overline{A}_g d\tau$ e $\int \overline{B}_c d\tau$ si sono determinati $\overline{A}_g$ e $\overline{B}_c$ ad una distanza fissa deducendo i valori a distanza qualsiasi. Nelle espressioni che seguono, compaiono i valori numerici usati nello stesso ordine in cui sono scritte le varie grandezze nella (4.24):

gruppo D

$$\log\frac{W_{\max}}{W_{\min}}=\frac{0,7}{1,8}\frac{\sqrt{13}}{1,1}\frac{4,58\cdot 10^5}{1,5\cdot 10^6}\frac{2\cdot 0,108}{0,087+0,052}=0,60\,,$$

gruppo A

$$\log\frac{W_{\max}}{W_{\min}}=\frac{0,25}{20}\frac{\sqrt{13}}{1,1}\frac{7,8\cdot 10^4}{2,04\cdot 10^5}\frac{2\cdot 0,048}{0,021+0,019}=0,038\,,$$

gruppo I

$$\log\frac{W_{\max}}{W_{\min}}=\frac{0,7}{0,38}\frac{\sqrt{13}}{1,1}\frac{4,16\cdot 10^4}{1,5\cdot 10^6}\frac{2\cdot 0,108}{0,085+0,049}=0,27\,.$$

Anche qui notiamo, riguardo ai numeri puri 27, 38 e 60, che

27 = 1 + 5 + 8 + 13; 38 = 1 + 3 + 5 + 8 + 21; 60 = 5 + 8 + 13 + 34;

con 1, 3, 5, 8, 13, 21 e 34 numeri di Fibonacci. Notiamo inoltre che 13 di $\sqrt{13}$ è un numero di Fibonacci.
Da questi valori si possono ricavare i rapporti $W_{\max}/W_{\min}$ dell'energia massima alla energia minima di un gruppo. La grandezza $\log W_{\max}/W_{\min}$ che è data dalle formule precedenti e che viene definita larghezza logaritmica del gruppo, ha significato fisico immediato in quanto rappresenta il numero medio di urti subiti da un neutrone entro il gruppo in questione. Le larghezze logaritmiche del gruppo I e soprattutto del gruppo D, sono notevolmente maggiori, ciò che trova riscontro nella maggiore numerosità di questi gruppi. Tuttavia anche nel gruppo D è relativamente raro il caso che un neutrone percorra entro il gruppo più di un cammino libero; dalla larghezza logaritmica 0,6 (anch'essa connessa con $\phi=0,618033=\frac{\sqrt{5}-1}{2}$) si deduce che tale probabilità è del 27%. Ciò giustifica il fatto che per tutti questi gruppi è praticamente nullo il rapporto tra la luce riflessa e quella incidente.

È possibile inoltre utilizzare la (4.23b) per valutare il numero totale Q dei neutroni emessi dalla sorgente. B_c nella (4.23b), è l'attività iniziale del rivelatore usato. Per passare all'attivabilità, data dalla seguente formula

$A = 1000\frac{a}{s} = 1000\frac{a}{I \times U}$ (dove I è l'intensità neutronica ed U un preparato di ossido di uranio),

bisogna moltiplicare per il fattore $\frac{1000}{IU}$. Il preparato U di uranio, d'altra parte, equivale a 920 disintegrazioni al secondo, di modo che chiamandolo al solito η_U l'efficienza della camera di ionizzazione per i raggi dell'uranio, si può porre $U = 920\eta_U$. Dalla (4.23b) si ricava dunque, esprimendo B_c in attivabilità,

$$\frac{Q}{I} = 0{,}92\frac{\eta_U}{\eta}\frac{\int B_c d\tau}{s\lambda\sqrt{N}K_c\int_0^\delta c(K_c x)e^{-\mu x}dx}. \quad (4.25)$$

Da tale formula è possibile ottenere l'inversa:

$$0{,}92 = \frac{Q}{I}\frac{\eta s\lambda\sqrt{N}K_c\int_0^\delta c(K_c x)e^{-\mu x}dx}{\eta_U\int B_c d\tau}. \quad (4.25b)$$

In questa formula figurano gli stessi elementi che si hanno nel calcolo delle larghezze logaritmiche. Ed anche qui è possibile evidenziare, riguardo al numero puro 92 ed a 0,92 le seguenti interessanti connessioni con i numeri di Fibonacci e con la sezione aurea $\phi = 0{,}618033 = \frac{\sqrt{5}-1}{2}$. Avremo infatti:

92 = 3 + 13 + 21 + 55; con 3, 13, 21 e 55 numeri di Fibonacci

$$\frac{\sqrt{5}-1}{2} + \frac{1}{2}\left(\frac{\sqrt{5}-1}{2}\right) = 0{,}927... \cong 0{,}92\,; \qquad \sqrt[6]{\left(\frac{\sqrt{5}-1}{2}\right)} = 0{,}9229... \cong 0{,}92\,.$$

È possibile, quindi, riscrivere la (4.25b) nella seguente forma:

$$\sqrt[6]{\left(\frac{\sqrt{5}-1}{2}\right)} = \frac{Q}{I}\frac{\eta s\lambda\sqrt{N}K_c\int_0^\delta c(K_c x)e^{-\mu x}dx}{\eta_U\int B_c d\tau}. \quad (4.25c)$$

Sul processo di cattura dei neutroni. (E. Fermi "Ric. Scientifica", (1936))

I neutroni termici nella paraffina hanno una vita media finita τ, poiché essi possono venir catturati dai protoni presenti nell'ambiente riunendosi ad essi per formare dei nuclei di idrogeno pesante. L'ordine di grandezza di τ è $\tau \approx 10^{-4}s$. È possibile dedurre τ anche dalla conoscenza del cammino libero medio λ dei neutroni termici, e del numero medio N degli urti che un neutrone termico subisce prima di venir catturato. Da tale metodo risulta, in buon accordo con la valutazione

diretta, $\tau = 1{,}7 \cdot 10^{-4} s$. Quello che verrà qui di seguito descritto è basato sull'ipotesi che le transizioni in cui un neutrone lento si combina con un protone per formare un deutone (emettendo l'energia che si libera in forma di un quanto gamma, quindi di un fotone) siano determinate dalle oscillazioni del momento magnetico del sistema neutrone-protone. Come risulta dalla ordinaria teoria dell'urto, nel caso dei neutroni lenti, la cattura può avvenire soltanto a partire da stati S del continuo. Inoltre, vi è la possibilità di transizione da uno stato ^{1}S del continuo allo stato fondamentale ^{3}S del deutone con il meccanismo della radiazione per dipolo magnetico.
Le formule per il calcolo della irradiazione dovuta alle vibrazioni di un dipolo magnetico sono sostanzialmente analoghe a quelle valide per il caso del dipolo elettrico; la probabilità di transizione tra due stati i e j è

$$\frac{64\pi^4\nu^3}{3hc^3}\left|\mu_{ij}\right|^2 \quad (4.26)$$

dove μ_{ij} è l'elemento di matrice i, j del momento magnetico μ del sistema e ν la frequenza emessa nella transizione. Notiamo che 64 = 1 + 3 + 5 + 8 + 13 + 34, con 1, 3, 5, 8, 13 e 34 numeri di Fibonacci e che $64 = 8^2$. È interessante evidenziare che la funzione di Ramanujan generalizzata ha 8 "modi" che corrispondono alle vibrazioni fisiche di una superstringa (stringa fermionica, ed i neutroni sono fermioni).
Come abbiamo visto in precedenza, è possibile ottenere il valore di π utilizzando l'espressione (4.5). Per quanto concerne il numero 8, dall'eq. (4.6), otteniamo

$$8 = \frac{1}{3}\frac{4\left[anti\log\frac{\int_0^\infty \frac{\cos\pi txw'}{\cosh\pi x}e^{-\pi x^2 w'}dx}{e^{-\frac{\pi^2}{4}w'}\phi_{w'}(itw')}\right]\cdot\frac{\sqrt{142}}{t^2 w'}}{\log\left[\sqrt{\left(\frac{10+11\sqrt{2}}{4}\right)}+\sqrt{\left(\frac{10+7\sqrt{2}}{4}\right)}\right]}. \quad (4.26a)$$

Ma, sempre riguardo al numero 8, dalla seguente equazione modulare di Ramanujan:

$$\pi = \frac{4}{\sqrt{522}}\log\left[\left(\frac{5+\sqrt{29}}{\sqrt{2}}\right)^2\left(5\sqrt{29}+11\sqrt{6}\right)\times\left\{\sqrt{\left(\frac{9+3\sqrt{6}}{4}\right)}+\sqrt{\left(\frac{5+3\sqrt{6}}{4}\right)}\right\}^{7.5}\right],$$

otteniamo:

$$8 = 2\cdot\frac{\pi\sqrt{522}}{\log\left[\left(\frac{5+\sqrt{29}}{\sqrt{2}}\right)\left(5\sqrt{29}+11\sqrt{6}\right)\times\left\{\sqrt{\left(\frac{9+3\sqrt{6}}{4}\right)}+\sqrt{\left(\frac{5+3\sqrt{6}}{4}\right)}\right\}^{7.5}\right]},$$

quindi, per l'eq. (4.5), abbiamo che:

$$8 = 2 \cdot \frac{4\left[anti\log\frac{\int_0^\infty \frac{\cos \pi x w'}{\cosh \pi x} e^{-\pi x^2 w'} dx}{e^{-\frac{\pi^2}{4}w'}\phi_{w'}(itw')}\right]\frac{\sqrt{522}}{t^2 w'}}{\log\left[\left(\frac{5+\sqrt{29}}{\sqrt{2}}\right)\left(5\sqrt{29}+11\sqrt{6}\right)\times\left\{\sqrt{\left(\frac{9+3\sqrt{6}}{4}\right)}+\sqrt{\left(\frac{5+3\sqrt{6}}{4}\right)}\right\}\right]^{7.5}} . \quad (4.26b)$$

La (4.26) si può quindi riscrivere anche come

$$\{ 2 \cdot \frac{4\left[anti\log\frac{\int_0^\infty \frac{\cos \pi x w'}{\cosh \pi x} e^{-\pi x^2 w'} dx}{e^{-\frac{\pi^2}{4}w'}\phi_{w'}(itw')}\right]\frac{\sqrt{522}}{t^2 w'}}{\log\left[\left(\frac{5+\sqrt{29}}{\sqrt{2}}\right)\left(5\sqrt{29}+11\sqrt{6}\right)\times\left\{\sqrt{\left(\frac{9+3\sqrt{6}}{4}\right)}+\sqrt{\left(\frac{5+3\sqrt{6}}{4}\right)}\right\}\right]^{7.5}} \}^2 \frac{\pi^4 \nu^3}{3hc^3}\left|\mu_{ij}\right|^2 . \quad (4.26c)$$

Indichiamo con gli indici 0,1 i due termini ^{3}S (termine fondamentale del deutone, avente $w_0 = -2{,}2 \cdot 10^6$ volt) e ^{1}S (termine del continuo rappresentante uno stato del neutrone lento avente energia w piccolissima in confronto a w_0. Anche qui notiamo come 2,2 sia connesso a ϕ ed a Φ. Abbiamo infatti:

$$\left(\frac{\sqrt{5}-1}{2}\right)+\left(\frac{\sqrt{5}+1}{2}\right) = 0{,}618033 + 1{,}618033 = 2{,}236... \cong 2{,}2 .$$

Procediamo adesso al calcolo dell'elemento di matrice μ_{0^1}. L'autofunzione ψ del sistema neutrone-protone dipende dalle coordinate x, y, z, s di posizione e di spin del neutrone e dalle coordinate X, Y, Z, S di posizione e di spin del protone. Riferendoci ad un sistema in cui è fisso il centro di gravità neutrone-protone, le autofunzioni dei termini S, ^{1}S e ^{3}S, dipenderanno, oltre che dalle coordinate di spin s ed S, soltanto dalla distanza r dal protone al neutrone. Siccome poi ciascuna delle due coordinate di spin è suscettibile di prendere soltanto due valori (+1 e – 1) segue che ogni autofunzione sarà l'insieme di quattro funzioni delle sole coordinate di posizione. Le disponiamo nel quadro

$$\psi = \begin{vmatrix} \psi_{11} & \psi_{1-1} \\ \psi_{-11} & \psi_{-1-1} \end{vmatrix}$$

intendendo che il primo ed il secondo indice si riferiscano rispettivamente ai valori di s ed S. Con tale notazione, la unica autofunzione di un termine ^{1}S si scrive nella forma

$$\psi\left({}^1S\right) = \begin{vmatrix} 0 & -v(r)/\sqrt{2}r \\ v(r)/\sqrt{2}r & 0 \end{vmatrix} \quad (4.27)$$

in cui la funzione $v(r)$ soddisfa all'equazione

$$\frac{d^2 v}{dr^2} + \frac{4\pi^2 M}{h^2}\left[w - g_1(r)\right]v(r) = 0 . \quad (4.28)$$

Qui, $g_1(r)$ rappresenta l'energia potenziale della interazione neutrone-protone quando i due corpuscoli hanno spin anti-paralleli; M/2 è la massa ridotta. Le tre autofunzioni del termine fondamentale ^3S saranno date similmente da

$$\psi\left({}^3S_1\right)=\begin{vmatrix} u(r)/r & 0 \\ 0 & 0 \end{vmatrix};\quad \psi\left({}^3S_0\right)=\begin{vmatrix} 0 & u(r)/\sqrt{2}r \\ u(r)/\sqrt{2}r & 0 \end{vmatrix};\quad \psi\left({}^3S_{-1}\right)=\begin{vmatrix} 0 & 0 \\ 0 & u(r)/r \end{vmatrix} \quad (4.29)$$

dove la $u(r)$ soddisfa all'equazione

$$\frac{d^2u}{dr^2}+\frac{4\pi^2M}{h^2}\left[w_0-g_3(r)\right]u(r)=0\,. \quad (4.30)$$

Qui, $g_3(r)$ rappresenta l'energia potenziale dell'interazione quando gli spin sono paralleli; $g_3(r)$ sarà in genere diverso da $g_1(r)$. Per calcolare gli elementi di matrice del momento magnetico μ, osserviamo che questo è la somma vettoriale dei momenti magnetici intrinseci dei due corpuscoli. Siano μ_n ed μ_p i valori dei momenti magnetici del neutrone e del protone. Le componenti dei momenti magnetici vettoriali si ottengono moltiplicando μ_n ed μ_p per gli operatori di Pauli, operanti rispettivamente sulle coordinate s ed S. Si scrivono in tal modo senza difficoltà gli operatori che rappresentano le componenti μ_x, μ_y, μ_z del momento magnetico totale $\mu=\mu_p+\mu_n$. Per esempio μ_z opera al modo seguente

$$\mu_z\begin{vmatrix} \psi_{11} & \psi_{1-1} \\ \psi_{-11} & \psi_{-1-1} \end{vmatrix}=\mu_n\begin{vmatrix} \psi_{11} & \psi_{1-1} \\ -\psi_{-11} & -\psi_{-1-1} \end{vmatrix}+\mu_p\begin{vmatrix} \psi_{11} & -\psi_{1-1} \\ \psi_{-11} & -\psi_{-1-1} \end{vmatrix}.$$

Da (4.27) e (4.29) gli elementi di matrice μ_z risultano allora

$$\mu_z\left({}^1S,{}^3S_1\right)=\mu_z\left({}^1S,{}^3S_{-1}\right)=0\,;\qquad \mu_z\left({}^1S,{}^3S_0\right)=4\pi\left(\mu_p-\mu_n\right)\int_0^\infty uv\,dr\,.$$

In modo analogo si trova

$$-\mu_x\left({}^1S,{}^3S_1\right)=\mu_x\left({}^1S,{}^3S_{-1}\right)=4\pi\frac{\mu_p-\mu_n}{\sqrt{2}}\int_0^\infty uv\,dr\,;\qquad \mu_x\left({}^1S,{}^3S_0\right)=0$$

$$\mu_y\left({}^1S,{}^3S_1\right)=\mu_y\left({}^1S,{}^3S_{-1}\right)=4\pi i\frac{\mu_p-\mu_n}{\sqrt{2}}\int_0^\infty uv\,dr\,;\qquad \mu_y\left({}^1S,{}^3S_0\right)=0\,.$$

La probabilità di transizione si trova ponendo in (4.26) al posto di $\left|\mu_{ij}\right|^2$ la somma dei quadrati dei moduli di tutti questi elementi di matrice; essa risulta dunque

$$\frac{1024\pi^6\nu^3}{hc^3}\left(\mu_p-\mu_n\right)^2\left(\int_0^\infty uv\,dr\right)^2. \quad (4.31)$$

Ricordando che 1024 = 3 + 34 + 55 + 89 +233 + 610, con 3, 34, 55, 89, 233 e 610 numeri di Fibonacci, che $1024 = 2 \cdot 8^3$, e la (4.26a), la (4.31) può anche essere riscritta come:

$$2 \cdot \left\{ \frac{1}{3} \frac{4\left[anti\log \frac{\int_0^\infty \frac{\cos \pi txw'}{\cosh \pi x} e^{-\pi x^2 w'} dx}{e^{-\frac{\pi t^2}{4} w'} \phi_{w'}(itw')} \right] \cdot \frac{\sqrt{142}}{t^2 w'}}{\log\left[\sqrt{\left(\frac{10+11\sqrt{2}}{4}\right)} + \sqrt{\left(\frac{10+7\sqrt{2}}{4}\right)} \right]} \right\}^3 \frac{\pi^6 \nu^3}{hc^3} (\mu_p - \mu_n)^2 \left(\int_0^\infty uvdr \right)^2. \quad (4.31b)$$

Per applicare questa formula al problema della cattura dei neutroni lenti la $u(r)$ (u/r =autofunzione radiale dello stato fondamentale del deutone) deve normalizzarsi in modo che

$$4\pi \int_0^\infty u^2 dr = 1. \quad (4.32)$$

Per quanto riguarda invece la $v(r)$ (v/r =autofunzione radiale dello stato ^{1}S del continuo che rappresenta il neutrone lento), la sua normalizzazione corrisponde al caso che la densità dei neutroni lenti che si trovano in uno stato di singoletti rispetto al protone sia = 1; siccome i pesi statistici degli stati di singoletti e di tripletti stanno come 1 : 3 , la densità totale dei neutroni lenti che corrisponde alla detta normalizzazione è = 4. Dato questo, ed indicando con V la velocità dei neutroni lenti e con σ_{ca} la sezione d'urto per i processi di cattura, la probabilità di transizione per il processo di cattura risulta evidentemente = $4V\sigma_{ca}$; dal confronto con la (4.31) ricaviamo dunque

$$\sigma_{ca} = \frac{1}{V} \frac{256\pi^6 \nu^3}{hc^3} (\mu_p - \mu_n)^2 \left(\int_0^\infty uvdr \right)^2. \quad (4.33)$$

Ricordando che 256 = 2 + 21 + 34 + 55 + 144 , con 2, 21, 34, 55 e 144 numeri di Fibonacci, che $256 = 2^2 \cdot 8^2$, e la (4.26a), la (4.33) può anche riscriversi come:

$$\sigma_{ca} = 2^2 \cdot \left\{ \frac{1}{3} \frac{4\left[anti\log \frac{\int_0^\infty \frac{\cos \pi txw'}{\cosh \pi x} e^{-\pi x^2 w'} dx}{e^{-\frac{\pi t^2}{4} w'} \phi_{w'}(itw')} \right] \cdot \frac{\sqrt{142}}{t^2 w'}}{\log\left[\sqrt{\left(\frac{10+11\sqrt{2}}{4}\right)} + \sqrt{\left(\frac{10+7\sqrt{2}}{4}\right)} \right]} \right\}^2 \frac{1}{V} \frac{\pi^6 \nu^3}{hc^3} (\mu_p - \mu_n)^2 \left(\int_0^\infty uvdr \right)^2. \quad (4.33b)$$

Si noti che in questa formula la sezione d'urto di cattura risulta inversamente proporzionale alla velocità. Indicando con τ la vita media di un neutrone lento in un ambiente che contenga idrogeno alla concentrazione di n atomi per cm^3 si ha $\tau V n \sigma_{ca} = 1$; si trova dunque

$$\frac{1}{\tau} = n\frac{256\pi^6\nu^3}{hc^3}\left(\mu_p - \mu_n\right)^2\left(\int_0^\infty uvdv\right)^2. \quad (4.34)$$

La (4.34) per la (4.33b), può anche riscriversi come

$$\frac{1}{\tau} = 2^2 \cdot \{ \frac{1}{3}\frac{4\left[anti\log\frac{\int_0^\infty \frac{\cos\pi txw'}{\cosh\pi x}e^{-\pi x^2 w'}dx}{e^{-\frac{\pi t^2}{4}w'}\phi_{w'}(itw')}\right]\cdot\frac{\sqrt{142}}{t^2 w'}}{\log\left[\sqrt{\left(\frac{10+11\sqrt{2}}{4}\right)}+\sqrt{\left(\frac{10+7\sqrt{2}}{4}\right)}\right]} \}^2 n\frac{\pi^6\nu^3}{hc^3}\left(\mu_p - \mu_n\right)^2\left(\int_0^\infty uvdr\right)^2. \quad (4.34b)$$

Per il calcolo effettivo dell'integrale contenuto in queste formule viene usato il procedimento di Bethe e Peierls consistente nel trascurare le irregolarità delle due funzioni u e v per $r < \rho$ ($\rho =$raggio d'azione) dato che, essendo ρ molto piccolo, il contributo ai vari integrali della regione $r < \rho$ è poco importante. Per $r > \rho$ risulta integrando la (4.30) e tenendo conto della condizione di normalizzazione (4.32)

$$u(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi b}}e^{-\frac{r}{b}}, \qquad b = \sqrt{\frac{h^2}{4\pi^2 M|w_0|}} = 0{,}43\cdot 10^{-12} = \frac{1}{2}\sqrt[4]{\left(\frac{\sqrt{5}-1}{2}\right)}\cdot 10^{-12} = \frac{1}{2}\sqrt[4]{\phi}\cdot 10^{-12}. \quad (4.35)$$

Come si nota il risultato di b, cioè $0{,}43\cdot 10^{-12}$ è ottimamente connesso con la sezione aurea ϕ. Inoltre, evidenziamo che la normalizzazione è stata calcolata ammettendo che la (4.35) valga fino ad $r = 0$. Il valore numerico della lunghezza b corrisponde all'energia di legame $-w_0 = 2{,}2\cdot 10^6$ volt. Secondo la seguente relazione

$$v(r) = a + r \quad \text{per} \quad r > \rho,$$

la $v(r)$ per $r > \rho$ è data da

$$v(r) = a + r;$$

$$a = \pm\sqrt{\frac{h^2}{4\pi^2 M|w_1|}} = 1{,}88\cdot 10^{-12} = \left[\left(\frac{\sqrt{5}+1}{2}\right) + \frac{1}{3}\left(\frac{\sqrt{5}-1}{2}\right) + \frac{1}{2\cdot 5}\left(\frac{\sqrt{5}-1}{2}\right)\right]\cdot 10^{-12}. \ (4.36)$$

Anche in questo caso, è evidente come il risultato della (4.36) sia connesso sia con ϕ che con Φ, quindi sia con la sezione aurea, che con il rapporto aureo.

Qui w_1 rappresenta l'energia dello stato reale o virtuale $^1\mathrm{S}$. Il valore numerico di $|w_1|$ è stato preso equivalente a $1{,}16\cdot 10^5$ volt. Ed anche tale valore è connesso sia con ϕ che con Φ. Avremo infatti

$$\sqrt[4]{\left(\frac{\sqrt{5}+1}{2}\right)} + \frac{1}{2^2\cdot 5}\left(\frac{\sqrt{5}-1}{2}\right) = 1{,}127 + 0{,}03090165 = 1{,}1579 \cong 1{,}16.$$

Calcolando l'integrale in (4.34), con l'ammettere (4.35) e (4.36) valide fino ad $r = 0$ si trova subito

$$\frac{1}{\tau}=n\frac{128\pi^5\nu^2}{hc^3}\left(\mu_p-\mu_n\right)^2(a+b)^2 b\,. \quad (4.37)$$

Anche tale espressione, ricordando la (4.34b), può riscriversi come

$$\frac{1}{\tau}=2\cdot\left\{\ \frac{1}{3}\frac{4\left[anti\log\frac{\int_0^\infty \frac{\cos\pi x w'}{\cosh\pi x}e^{-\pi x^2 w'}dx}{e^{-\frac{\pi^2}{4}w'}\phi_{w'}(itw')}\right]\cdot\frac{\sqrt{142}}{t^2 w'}}{\log\left[\sqrt{\left(\frac{10+11\sqrt{2}}{4}\right)}+\sqrt{\left(\frac{10+7\sqrt{2}}{4}\right)}\right]}\ \right\}^2 n\frac{\pi^5\nu^2}{hc^3}\left(\mu_p-\mu_n\right)^2(a+b)^2 b\,. \quad (4.37b)$$

Introducendo nell'equazione (4.37) i valori numerici $n=7{,}8\cdot10^{22}$; $\nu=-w_0/h=5{,}38\cdot10^{29}$ otteniamo, a seconda che si prende il segno + o – nella seconda (4.36)

$$\frac{1}{\tau}=61\left(\frac{\mu_p-\mu_n}{\mu_0}\right)^2 \quad \text{oppure} \quad \frac{1}{\tau}=154\left(\frac{\mu_p-\mu_n}{\mu_0}\right)^2 \quad (4.38)$$

dove μ_0 è il magnetone nucleare. Anche per i valori 7,8 e 5,38 abbiamo le seguenti connessioni con ϕ e Φ:

$$7{,}8\cong\left(\frac{\sqrt{5}+1}{2}\right)^4+\left(\frac{\sqrt{5}-1}{2}\right); \qquad 5{,}38\cong\left(\frac{\sqrt{5}+1}{2}\right)^4-\left(\frac{\sqrt{5}+1}{2}\right)$$

Per quanto riguarda invece il numero puro 154, avremo che 154 = 2 + 3 + 5 + 8 + 13 + 34 + 89, con 2, 3, 5, 8, 13, 34 e 89 numeri di Fibonacci.
La prima corrisponde ad a negativo (livello ^{1}S reale), mentre la seconda ad a positivo (livello ^{1}S virtuale). Per il momento magnetico del protone ammetteremo un valore di $\mu_p=2{,}88\mu_0$. Il momento magnetico del neutrone si ottiene come differenza tra quello del deutone e quello del protone; prendendo come momento del deutone $0{,}75\mu_0$ si trova $\mu_n=-2{,}13\mu_0$. Dalle (4.38) si ottiene così

$$\tau=6{,}5\cdot10^{-4} \quad \text{oppure} \quad \tau=2{,}6\cdot10^{-4}s\,.$$

Il secondo di questi due valori si accorda in modo ottimo con il risultato delle esperienze sui neutroni lenti ($\tau=1{,}7\cdot10^{-4}$). Ciò sembrerebbe costituire un'indicazione che valga la seconda delle (4.38) e cioè che il livello ^{1}S del deutone sia virtuale. Inoltre, notiamo che tale valore si accorda benissimo anche con il rapporto aureo Φ. Avremo infatti che:

$$2{,}6\cong\left(\frac{\sqrt{5}+1}{2}\right)^2.$$

Infine, vogliamo osservare che, essendo i neutroni dei fermioni, è possibile ottenere un'interessante connessione tra l'equazione (4.34b) e l'equazione fondamentale (4.7), alla base del modello Palumbo-Nardelli. Otterremo così:

$$-\int d^{26}x\sqrt{g}\left[-\frac{R}{16\pi G}-\frac{1}{8}g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma}Tr\left(G_{\mu\nu}G_{\rho\sigma}\right)f(\phi)-\frac{1}{2}g^{\mu\nu}\partial_{\mu}\phi\partial_{\nu}\phi\right]=$$
$$=\int_0^\infty\frac{1}{2\kappa_{10}^2}\int d^{10}x(-G)^{1/2}e^{-2\Phi}\left[R+4\partial_{\mu}\Phi\partial^{\mu}\Phi-\frac{1}{2}\left|\tilde{H}_3\right|^2-\frac{\kappa_{10}^2}{g_{10}^2}Tr_v\left(\left|F_2\right|^2\right)\right]\Rightarrow$$

$$\Rightarrow 2^2\cdot\{\ \frac{1}{3}\frac{4\left[anti\log\frac{\int_0^\infty\frac{\cos\pi txw'}{\cosh\pi x}e^{-\pi x^2w'}dx}{e^{-\frac{\pi^2}{4}w'}\phi_{w'}(itw')}\right]\cdot\frac{\sqrt{142}}{t^2w'}}{\log\left[\sqrt{\left(\frac{10+11\sqrt{2}}{4}\right)}+\sqrt{\left(\frac{10+7\sqrt{2}}{4}\right)}\right]}\ \}^2 n\frac{\pi^6\nu^3}{hc^3}\left(\mu_p-\mu_n\right)^2\left(\int_0^\infty uvdr\right)^2.$$

(4.39)

Forza nucleare debole, bosoni ad essa associati e connessioni con ϕ, Φ e numeri di Fibonacci.

L'interazione debole, (spesso chiamata anche **forza debole** o forza nucleare debole) è una delle quattro interazioni fondamentali della natura, secondo i modelli descritti dalla moderna fisica subnucleare.
L'interazione debole può avvenire tra leptoni e quark (interazioni semileptoniche), tra soli leptoni (interazioni leptoniche) o tra soli quark (interazioni non leptoniche), grazie allo scambio, secondo il Modello Standard della fisica delle particelle, di bosoni vettori molto massivi, detti $W^{\pm}$ e Z^0. Poiché tutti i leptoni sono interessati dagli effetti dell'interazione debole, risulta che essa è la sola forza che interviene sui neutrini negli esperimenti di laboratorio, per i quali la gravità è trascurabile. La forza debole è la responsabile del decadimento beta dei nuclei atomici, associato alla radioattività, per il quale un neutrone si trasforma in un protone o viceversa, con l'emissione di elettroni (radiazione beta) e neutrini.
L'interazione debole è l'unica a provocare un cambiamento nella carica di sapore delle particelle coinvolte, ed è anche l'unica a violare la simmetria di parità P (in quanto agisce sulle sole particelle levogire), la simmetria di carica C e anche il loro prodotto, ovvero la simmetria CP.
Poiché è mediata da bosoni di gauge particolarmente massivi, l'interazione debole ha un raggio dell'interazione molto ridotto e dunque è caratterizzata da decadimenti molto lenti. Proprio a causa della grande massa di W e Z (circa 80 e 90 GeV/c²), la vita media di questi bosoni è di 3×10^{-27} secondi. (**Notiamo immediatamente come 3 sia un numero di Fibonacci**).
Questo aspetto limita considerevolmente il raggio d'azione dell'interazione debole, che risulta così di 10^{-18} metri, circa mille volte più piccolo del diametro del nucleo atomico. La debole intensità dell'interazione debole fa sì che i decadimenti in cui è coinvolta siano più lenti di quelli elettromagnetici (che hanno tempi tipici di decadimento dell'ordine di 10^{-16} secondi) o di quelli relativi all'interazione forte (con tempi di decadimento dell'ordine di 10^{-23} secondi). Ad esempio, un pione neutro decade elettromagneticamente in due fotoni in 10^{-16} secondi, mentre un pione carico decade debolmente in 10^{-8} secondi, un tempo cento milioni di volte più lungo. Perciò, sebbene tutti gli adroni e i leptoni sperimentino l'interazione debole e dunque possano decadere debolmente, spesso seguono i più rapidi decadimenti di tipo forte o elettromagnetico. Questo però non può

accadere, ad esempio, per il già citato pione carico che, essendo il più leggero tra gli adroni, non può avere un decadimento non-leptonico e, per la conservazione della carica elettrica, non può decadere in due fotoni come la sua controparte neutra. In questo modo si spiega anche la lunga vita media di un neutrone libero (circa 15 minuti): esso decade beta in protone, elettrone e antineutrino elettronico. Invece il decadimento di un protone libero in neutrone, positrone e neutrino elettronico è proibito da ragioni di massa.
Analizzando dal punto di vista dei quark il decadimento del neutrone, si vede come questo comporti un cambiamento di sapore tra i quark coinvolti. Il neutrone contiene un quark di sapore up e due di sapore down, mentre il protone contiene due quark up e un quark down. Perciò quando un neutrone decade in un protone, uno dei suoi quark down cambia sapore e diventa un quark up. Né la forza nucleare forte, né l'elettromagnetismo consentono il cambiamento di sapore, così questo evento è regolato dal decadimento debole. In questo processo, un quark down del neutrone decade in un quark up attraverso l'emissione di un bosone W^-, che decade a sua volta, poco dopo, in un elettrone ad alta energia e in un antineutrino elettronico. È ciò che si chiama decadimento beta negativo.
La spiegazione del decadimento beta nucleare, data da Fermi nel 1932, è stato il prototipo dell'interazione debole. In analogia con l'interazione elettromagnetica, Fermi descrive il processo debole come un'interazione puntiforme di quattro fermioni, con costante di accoppiamento G, detta *costante di Fermi*. Le transizioni delle particelle sono descritte in termini di correnti vettoriali, proprio come per l'elettromagnetismo, con la differenza che nel caso debole esse hanno una variazione di carica elettrica. La necessità di avere una teoria che fosse rinormalizzabile e la scoperta della violazione della parità portarono alcune modifiche alla teoria.
La costante di accoppiamento G non è adimensionale (come nel caso elettromagnetico) ma ha le dimensioni di $[\text{energia}]^{-2}$. Ciò fa sì che la teoria debole non sia rinormalizzabile. La situazione si può risolvere postulando che le interazioni deboli siano dovute all'emissione e all'assorbimento di bosoni vettori, come avviene col fotone nell'elettromagnetismo. In questo modo l'interazione è proporzionale a:

$$\frac{g^2}{\left(M^2 - q^2\right)}, \quad (4.40)$$

dove g è la "vera" costante di accoppiamento debole, adimensionale, M è la massa del bosone vettore e q è il momento da esso trasportato. Perciò, nel caso in cui $q^2 << M^2$ (come per il decadimento beta) si ha un'interazione puntuale con costante di accoppiamento proporzionale alla G di Fermi:

$$\frac{G}{\sqrt{2}} = \frac{g^2}{8M^2}. \quad (4.41)$$

Ciò mostra anche come l'interazione debole non sia debole perché è debole la costante di accoppiamento g, ma perché M è molto grande. Se infatti g fosse dell'ordine di e, allora a energie dell'ordine di M e oltre, l'interazione debole ed elettromagnetica avrebbero la stessa intensità.
È interessante notare che dall'equazione (4.41) per l'equazione (4.26b), otteniamo:

$$2 \cdot \frac{4\left[anti\log \dfrac{\int_0^\infty \dfrac{\cos \pi txw'}{\cosh \pi x} e^{-\pi x^2 w'} dx}{e^{-\frac{\pi t^2}{4} w'} \phi_{w'}(itw')} \right] \dfrac{\sqrt{522}}{t^2 w'}}{\log\left[\left(\dfrac{5+\sqrt{29}}{\sqrt{2}} \right) \left(5\sqrt{29} + 11\sqrt{6}\right) \times \left\{ \sqrt{\left(\dfrac{9+3\sqrt{6}}{4} \right)} + \sqrt{\left(\dfrac{5+3\sqrt{6}}{4} \right)} \right\}^{7.5} \right]} \cdot M^2 \frac{G}{\sqrt{2}} = g^2, \quad (4.42)$$

mentre, per l'equazione (4.26a), otteniamo:

$$\frac{1}{3}\frac{4\left[anti\log\frac{\int_0^\infty\frac{\cos\pi txw'}{\cosh\pi x}e^{-\pi x^2w'}dx}{e^{-\frac{\pi t^2}{4}w'}\phi_{w'}(itw')}\right]\cdot\frac{\sqrt{142}}{t^2w'}}{\log\left[\sqrt{\left(\frac{10+11\sqrt{2}}{4}\right)}+\sqrt{\left(\frac{10+7\sqrt{2}}{4}\right)}\right]}\cdot M^2\frac{G}{\sqrt{2}}=g^2. \quad (4.43)$$

Evidenziamo che sia la (4.26a) che la (4.26b) sono entrambe espressioni correlate a due equazioni di Ramanujan generalizzate aventi 8 "modi" che corrispondono alle vibrazioni fisiche di una superstringa.

Una disintegrazione β consiste in un processo in cui un neutrone nucleare si trasforma in un protone mentre, contemporaneamente, vengono emessi un elettrone, che si osserva come particella β ed un neutrino. La probabilità della transizione considerata è data dalla seguente equazione:

$$\left|a_{-1m1_s1_\sigma}\right|^2=4\left|\mathcal{H}_{-1m1_s1_\sigma}^{1n0_s0_\sigma}\right|^2\frac{\sin^2\frac{\pi t}{h}(-W+H_s+K_\sigma)}{(-W+H_s+K_\sigma)^2}. \quad (4.44)$$

Conoscendo che il numero degli stati di neutrino con energia positiva e momento compreso tra p_σ e $p_\sigma+dp_\sigma$ è $\frac{8\pi\Omega p_\sigma^2dp_\sigma}{h^3}$; che inoltre $\partial K_\sigma/\partial p_\sigma=v_\sigma$, v_σ essendo la velocità del neutrino nello stato σ; ed infine che (4.44) ha un massimo molto pronunciato per quel valore di p_σ per cui non si ha variazione dell'energia imperturbata, per cui cioè:

$$-W+H_s+K_\sigma=0, \quad (4.45)$$

è possibile effettuare la somma di (4.44) rispetto a σ e si trova

$$t\cdot\frac{8\pi^3g^2}{h^4}\left|\int v_m^*u_nd\tau\right|^2\frac{p_\sigma^2}{v_\sigma}\left(\tilde{\psi}_s\psi_s-\frac{\mu c^2}{K_\sigma}\tilde{\psi}_s\beta\psi_s\right), \quad (4.46)$$

dove p_σ è il valore del momento del neutrino per cui vale la (4.45). L'equazione (4.46) esprime la probabilità che nel tempo t abbia luogo una disintegrazione β in cui l'elettrone viene emesso nello stato s. Tale probabilità risulta proporzionale al tempo; il coefficiente di t dà la probabilità di transizione per il processo indicato; essa risulta:

$$P_s=\frac{8\pi^3g^2}{h^4}\left|\int v_m^*u_nd\tau\right|^2\frac{p_\sigma^2}{v_\sigma}\left(\tilde{\psi}_s\psi_s-\frac{\mu c^2}{K_\sigma}\tilde{\psi}_s\beta\psi_s\right). \quad (4.47)$$

È interessante evidenziare che la formula che fornisce il numero degli stati di neutrino con energia positiva e momento compreso tra p_σ e $p_\sigma+dp_\sigma$, cioè $\frac{8\pi\Omega p_\sigma^2dp_\sigma}{h^3}$, è connessa con le (4.26a) e (4.26b). Avremo infatti:

$$\frac{1}{3}\frac{4\left[anti\log\frac{\int_0^\infty \frac{\cos\pi txw'}{\cosh\pi x}e^{-\pi x^2 w'}dx}{e^{-\frac{\pi^2}{4}w'}\phi_{w'}(itw')}\right]\cdot\frac{\sqrt{142}}{t^2 w'}}{\log\left[\sqrt{\left(\frac{10+11\sqrt{2}}{4}\right)}+\sqrt{\left(\frac{10+7\sqrt{2}}{4}\right)}\right]}\frac{\pi\Omega p_\sigma^2 dp_\sigma}{h^3}, \quad (4.48) \quad \text{e}$$

$$2\cdot\frac{4\left[anti\log\frac{\int_0^\infty \frac{\cos\pi txw'}{\cosh\pi x}e^{-\pi x^2 w'}dx}{e^{-\frac{\pi^2}{4}w'}\phi_{w'}(itw')}\right]\frac{\sqrt{522}}{t^2 w'}}{\log\left[\left(\frac{5+\sqrt{29}}{\sqrt{2}}\right)\left(5\sqrt{29}+11\sqrt{6}\right)\times\left\{\sqrt{\left(\frac{9+3\sqrt{6}}{4}\right)}+\sqrt{\left(\frac{5+3\sqrt{6}}{4}\right)}\right\}^{7.5}\right]}\frac{\pi\Omega p_\sigma^2 dp_\sigma}{h^3}. \quad (4.49)$$

Anche l'equazione (4.47) è connessa con le (4.26a) e (4.26b). Per la (4.26a), ad esempio, abbiamo la seguente espressione:

$$P_s=\frac{1}{3}\frac{4\left[anti\log\frac{\int_0^\infty \frac{\cos\pi txw'}{\cosh\pi x}e^{-\pi x^2 w'}dx}{e^{-\frac{\pi^2}{4}w'}\phi_{w'}(itw')}\right]\cdot\frac{\sqrt{142}}{t^2 w'}}{\log\left[\sqrt{\left(\frac{10+11\sqrt{2}}{4}\right)}+\sqrt{\left(\frac{10+7\sqrt{2}}{4}\right)}\right]}\cdot\frac{\pi^3 g^2}{h^4}\left|\int v_m^* u_n d\tau\right|^2\frac{p_\sigma^2}{v_\sigma}\left(\tilde{\psi}_s\psi_s-\frac{\mu c^2}{K_\sigma}\tilde{\psi}_s\beta\psi_s\right). \quad (4.50)$$

Anche per quest'ultima espressione è possibile ottenere un'interessante connessione con l'equazione fondamentale (4.7), alla base del modello Palumbo-Nardelli. Avremo allora:

$$-\int d^{26}x\sqrt{g}\left[-\frac{R}{16\pi G}-\frac{1}{8}g^{\mu\rho}g^{\nu\sigma}Tr\left(G_{\mu\nu}G_{\rho\sigma}\right)f(\phi)-\frac{1}{2}g^{\mu\nu}\partial_\mu\phi\partial_\nu\phi\right]=$$

$$=\int_0^\infty\frac{1}{2\kappa_{10}^2}\int d^{10}x(-G)^{1/2}e^{-2\Phi}\left[R+4\partial_\mu\Phi\partial^\mu\Phi-\frac{1}{2}\left|\tilde{H}_3\right|^2-\frac{\kappa_{10}^2}{g_{10}^2}Tr_v\left(\left|F_2\right|^2\right)\right]\Rightarrow$$

$$\Rightarrow\frac{1}{3}\frac{4\left[anti\log\frac{\int_0^\infty \frac{\cos\pi txw'}{\cosh\pi x}e^{-\pi x^2 w'}dx}{e^{-\frac{\pi^2}{4}w'}\phi_{w'}(itw')}\right]\cdot\frac{\sqrt{142}}{t^2 w'}}{\log\left[\sqrt{\left(\frac{10+11\sqrt{2}}{4}\right)}+\sqrt{\left(\frac{10+7\sqrt{2}}{4}\right)}\right]}\cdot\frac{\pi^3 g^2}{h^4}\left|\int v_m^* u_n d\tau\right|^2\frac{p_\sigma^2}{v_\sigma}\left(\tilde{\psi}_s\psi_s-\frac{\mu c^2}{K_\sigma}\tilde{\psi}_s\beta\psi_s\right). \quad (4.51)$$

5. Su alcune equazioni inerenti le proprietà del vuoto eterotico da superpotenziali, collegate alle compattificazioni della teoria eterotica su varietà complesse 6-dimensionali non Kahleriane.

Le varietà non Kahleriane che ora verranno descritte, sono tutti spazi 6-dimensionali del tipo

$$ds^2 = \Delta_1^2 ds_{CY}^2 + \Delta_2^2 \left| dz^3 + \alpha dz^1 + \beta dz^2 \right|^2, \quad (5.1)$$

dove $\Delta_i = \Delta_i(|z_1|,|z_2|)$ sono i fattori di curvatura e α, β dipendono da z^i e $\bar{z}^j$, le coordinate dello spazio interno. Lo spazio quadridimensionale di Calabi-Yau principale è descritto attraverso z^1 e z^2. Queste funzioni sono descritte da

$$\alpha = 2i\bar{z}^2, \quad \beta = -(4+2i)\bar{z}^1, \quad \Delta_1^2 \equiv \Delta^2 = c_0 + \psi(|z^1|,|z^2|), \quad \Delta_2 = 1, \quad (5.2)$$

dove c_0 è una costante, e $\psi \to 0$ quando la dimensione della varietà diviene infinita.
Il superpotenziale ha la forma

$$W_{het} = \int G \wedge \Omega, \quad (5.3)$$

dove G è una 3-forma e Ω è la (3,0)-forma olomorfa della varietà interna 6-dimensionale.
Di solito dove non c'è torsione, G è la 3-forma reale della teoria eterotica. Anche in presenza di torsione, ancora abbiamo la 3-forma reale, ma vi è un'altra scelta per la 3-forma G che compare nel superpotenziale sopra menzionato, che è necessaria per varietà interne non Kahleriane. Questa 3-forma G è sempre libera da anomalia (anomaly free) e gauge invariante e soddisfa la seguente equazione

$$G = d\mathrm{B} + \alpha' \left[\Omega_3\left(\omega_0 - \frac{1}{2}\tilde{G} \right) - \Omega_3(\mathrm{A}) \right], \quad (5.4)$$

dove $\Omega_3(\mathrm{A}) = Tr\left(\mathrm{A} \wedge F - \frac{1}{3}\mathrm{A} \wedge \mathrm{A} \wedge \mathrm{A} \right)$ è il termine di Chern-Simons per il campo di gauge A e $\Omega_3(\omega_0)$ è il termine di Chern-Simons per la connessione di spin di torsione libera (torsion free spin-connection) ω_0, mentre B è il potenziale 2-forma della teoria eterotica. $\tilde{G}$ è la 1-forma ricavata dalla 3-forma G usando e_i^a ("vielbeins") come $\tilde{G}_i^{ab} = G_{ijk} e^{aj} e^{bk}$. Notiamo che G compare su entrambi i membri dell'equazione di sopra è quindi occorre risolvere "iterativamente" tale equazione per poter determinare G. La soluzione dell'equazione è

$$G + \frac{\alpha'}{2} tr\left(\omega_0 \wedge R_{\tilde{G}} + \tilde{G} \wedge R_{\omega_0} - \frac{1}{2}\tilde{G} \wedge R_{\tilde{G}} \right) = d\mathrm{B} + \alpha'(\Omega_3(\omega_0) - \Omega_3(\mathrm{A})), \quad (5.5)$$

dove sono state introdotte le curvature polinomiali $R_{\tilde{G}}$ ed R_{ω_0}, cioè

$$R_{\tilde{G}} = d\tilde{G} - \frac{1}{3}\tilde{G}\wedge\tilde{G}, \quad \text{e} \quad R_{\omega_0} = d\omega_0 + \frac{2}{3}\omega_0 \wedge \omega_0. \ (5.6)$$

Adesso, se indichiamo la dimensione della varietà interna con t, otteniamo dalla (5.5), un'equazione cubica, che prende la forma generale

$$h^3 + ph + q = 0 \quad \text{con} \quad G_{ijk} = hC_{ijk}, \quad \text{e} \quad g_{ij} = tg^0_{ij}, \ (5.7)$$

per ciascuna componente della 3-forma G. Qui C è un tensore antisimmetrico costante in sei dimensioni, le cui contrazioni sono fatte rispetto alla metrica g^0_{ij}. Inoltre, g^0_{ij} è scelta localmente costante. Inoltre, p, q ed f vengono definite come

$$p = \frac{t^3}{\alpha'}, \quad q = -\frac{ft^3}{\alpha'} \quad \text{e} \quad f = \left(d\mathrm{B} + \alpha'\Omega_3(\omega_0) - \alpha'\Omega_3(A)\right)_{ijk}\varepsilon^{ijk}. \ (5.8)$$

La prima equazione nella (5.7) ha tre radici. Una di esse è reale e le altre due sono complesse coniugate di ciascun altra. La radice reale compare nella trasformazione di supersimmetria dell'azione effettiva a bassa energia della stringa eterotica.
Adesso, consideriamo la lagrangiana eterotica, data dalla seguente equazione

$$S = \frac{1}{\kappa_{10}^2}\int d^{10}x\sqrt{g}e^{-2\phi}\left[R + 4|\partial\phi|^2 - \frac{1}{2}|f|^2 + \frac{\kappa_{10}^2}{g_{10}^2}Tr|F|^2 + \mathrm{O}(\alpha'^2)\right], \ (5.9)$$

dove $F = d\mathrm{A} + Tr\mathrm{A}\wedge\mathrm{A}$ ed f è data dalla (5.8). È possibile riscrivere la lagrangiana di sopra in maniera alternativa, per tutti gli ordini in α', nel modo seguente

$$S = \int_{\mathrm{M}_6} e^{-2\phi}\left[2|G|^2 + Tr|F|^2 + \sum_{m,n,p} a_{mnp}G^m F^n R^p\right] - \frac{1}{\kappa_4^2}\int d^4x\sqrt{g_4}e^{-2\phi}|\partial\phi|^2 + \ldots, \ (5.10)$$

dove i termini di interazione sono stati contratti propriamente a forme scalari. Nella lagrangiana di sopra si richiede che G soddisfi le seguenti condizioni: (a) sia complesso; (b) sia con anomalia libera (anomaly free) e gauge invariante; (c) sia localmente rappresentato come

$$G = a(\mathrm{H} + \ldots) + ib(\omega_0 + \ldots), \ (5.11)$$

dove H è la 3-forma reale della teoria eterotica (la radice reale dell'equazione di anomalia), a e b sono costanti arbitrarie. La radice complessa dell'equazione cubica deve soddisfare tutte e tre le condizioni su menzionate, possibile coefficiente dei termini geometrici (e quindi gauge invariante) che può in principio contribuire alla parte immaginaria della 3-forma G. Le tre radici dell'equazione cubica (5.7) possono essere scritte in termini di p e q. Definiamo due variabili A e B, che sono funzioni di p e q, in modo che le radici dell'equazione cubica sono

$$A + B, \quad -\frac{1}{2}(A+B) \pm i\frac{\sqrt{3}}{2}(A-B). \ (5.12)$$

Le variabili A e B sono definite come

$$A = \sqrt[3]{-\frac{q}{2} + \sqrt{\frac{q^2}{4} + \frac{p^3}{27}}} \quad \text{e} \quad B = \sqrt[3]{-\frac{q}{2} - \sqrt{\frac{q^2}{4} + \frac{p^3}{27}}}$$

e sono reali. Quindi, la radice reale dell'equazione cubica è A + B. Questa è infatti la 3-forma eterotica che compare nella lagrangiana.
Il campo tensoriale H_{RR} della teoria di tipo IIB si rivolge alla radice reale H della teoria eterotica ed il campo tensoriale H_{NS} si rivolge alla connessione di spin. Adesso, effettuiamo la trasformazione

$$H_{RR} \to iH_{RR} \quad \text{e} \quad H_{NS} \to iH_{NS}, \ (5.13)$$

tale trasformazione convertirà l'equazione cubica (5.7) in

$$G^3 - pG + iq = 0, \ (5.14)$$

dove abbiamo preso $G \to iG$ nella (5.7). Adesso, effettuiamo la trasformazione $q \to iq$, da cui otterremo

$$G^3 - pG - q = 0, \quad p > 0, \ q > 0, \ (5.15)$$

le cui radici sono tutte reali. Le tre radici reali sono date da $2a\cos\frac{\theta}{3}$ e $-a\left(\cos\frac{\theta}{3} \pm \sqrt{3}\sin\frac{\theta}{3}\right)$, dove abbiamo definito $a = \sqrt{\frac{p}{3}}$ e $\cos\theta = \frac{q}{2}\sqrt{\frac{27}{p^3}}$.

Riguardo al superpotenziale perturbativo completo per la teoria eterotica compattificato sulla varietà non Kahleriana M_6, quando consideriamo una curvatura non banale ed anche possibili termini geometrici nella 3-forma complessa G, questo è dato dalla

$$W = \int_{\mathrm{M}_6} [\mathrm{H} + idJ] \wedge \Omega + \int_{\mathrm{M}_6} F \wedge J \wedge J. \ (5.16)$$

La generica forma della 3-forma sarà adesso data dall'espressione

$$G = (a\mathrm{H} + *_6 A) + i(dJ + B), \ (5.17)$$

dove A e B sono funzioni generiche di ω_0, la connessione di spin di torsione libera (torsion-free spin-connection). Quando consideriamo al primo ordine in α' nell'equazione di anomalia, otteniamo un'equazione cubica dove si ha che A = B = 0 , e quindi G è dato da

$$G = a\mathrm{H} + idJ. \ (5.18)$$

Adesso riprendiamo l'equazione (5.14) ed effettuiamo la trasformazione $q \to -iq$, avremo

$$G^3 - pG + q = 0 \quad \text{con} \quad p > 0 \ \text{e} \ q > 0. \ (5.19)$$

Poniamo q = 1 e p = 2 , avremo $G^3 - 2G + 1 = 0$, equazione del tipo $x^3 - 2x + 1 = 0$. Le tre radici di tale equazione saranno: 1, $\frac{-1+\sqrt{5}}{2}$ e $\frac{-1-\sqrt{5}}{2}$. Queste ultime due radici sono uguali a 0,618033 cioè alla "sezione aurea" e -1,618033 cioè al "rapporto aureo" con segno meno. Queste due radici possono anche scriversi come $\varphi = 0{,}618033$ e $-\Phi = -1{,}618033$. La (5.16) che è l'equazione del superpotenziale perturbativo completo per la teoria eterotica compattificato su di una varietà non Kahleriana M_6,

$W = \int_{\mathrm{M}_6} [\mathrm{H} + idJ] \wedge \Omega + \int_{\mathrm{M}_6} F \wedge J \wedge J$, essendo per la (5.18) $G = a\mathrm{H} + idJ$, posto a = 1, diviene
$W = \int_{\mathrm{M}_6} G \wedge \Omega + \int_{\mathrm{M}_6} F \wedge J \wedge J$, e quindi

$$W = \int_{\mathrm{M}_6} 0{,}618033 \wedge \Omega + \int_{\mathrm{M}_6} F \wedge J \wedge J = \int_{\mathrm{M}_6} \varphi \wedge \Omega + \int_{\mathrm{M}_6} F \wedge J \wedge J \,. \quad (5.20)$$

Infine, dalla (5.10), che è la lagrangiana eterotica, posto $G = \frac{-1-\sqrt{5}}{2} = -1{,}618033$, da cui $|G|^2 = |-1{,}618033|^2 = 2{,}618033 = 1 + \Phi = 2 + \phi$, avremo:

$$S = \int_{\mathrm{M}_6} e^{-2\phi} \left[2(1+\Phi) + Tr|F|^2 + \sum_{m,n,p} a_{mnp} G^m F^n R^p \right] - \frac{1}{\kappa_4^2} \int d^4x \sqrt{g_4}\, e^{-2\phi} |\partial\phi|^2 + \ldots \quad (5.21)$$

È interessante evidenziare che, anche in questo caso, tale equazione è connessa a p(n) ed F_n, quindi alla funzione di partizione ed alla serie di Fibonacci. Infatti, ricordando le seguenti equazioni modulari di Ramanujan

$$\frac{1}{\sqrt{R(q)}} - \left(\frac{1-\sqrt{5}}{2}\right)\sqrt{R(q)} = \frac{1}{q^{1/10}} \sqrt{\frac{f(-q)}{f(-q^5)}} \prod_{n=1}^{\infty} \frac{1}{1 + \left(\frac{1-\sqrt{5}}{2}\right) q^{n/5} + q^{2n/5}}, \text{ e}$$

$$R(q) = \frac{\sqrt{5}-1}{2} - \frac{\sqrt{5}}{1 + \frac{3+\sqrt{5}}{2} \exp\left[\frac{1}{\sqrt{5}} \int_0^q \frac{f^5(-t)}{f(-t^{1/5})} \frac{dt}{t^{4/5}} \right]},$$

avremo le ulteriori connessioni:

$$S = \int_{\mathrm{M}_6} e^{-2\phi} \left[2(1+\Phi) + Tr|F|^2 + \sum_{m.n.p} a_{mnp} G^m F^n R^p \right] - \frac{1}{\kappa_4^2} \int d^4x \sqrt{g_4}\, e^{-2\phi} |\partial\phi|^2 + \ldots \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{\sqrt{5}-1}{2} - \frac{\sqrt{5}}{1 + \frac{3+\sqrt{5}}{2} \exp\left[\frac{1}{\sqrt{5}} \int_0^q \frac{f^5(-t)}{f(-t^{1/5})} \frac{dt}{t^{4/5}} \right]} \Rightarrow$$

$$\Rightarrow \frac{1}{\sqrt{R(q)}} - \left(\frac{1-\sqrt{5}}{2}\right)\sqrt{R(q)} = \frac{1}{q^{1/10}} \sqrt{\frac{f(-q)}{f(-q^5)}} \prod_{n=1}^{\infty} \frac{1}{1 + \left(\frac{1-\sqrt{5}}{2}\right) q^{n/5} + q^{2n/5}} \,. \quad (5.22)$$

13. DISCUSSIONE

Lo stato dell'arte sulla conoscenza della natura della materia è stato descritto in dettaglio da Schrödinger (1951, 1953), il quale ha sottolineato i dubbi sui fondamenti della fisica ed ha cercato di superarli confessando però, che "il suo insuccesso non dipendeva dalla sua incapacità di esposizione o dall'intelligenza del lettore", ma sulle incertezze insite nelle definizioni basilari della fisica. Fra di esse ha enfatizzato l'incapacità di combinare in un unico quadro concettuale (i) la struttura particellare ed ondulatoria dei protoni e dei neutroni e (ii) dell'interazione longitudinale e trasversale delle onde, quest'ultima dipendente dalla insufficiente definizione dei concetti di fronte d'onda e di normale. Secondo Schrödinger, la fisica, pur non comprendendo né distinguendo il concetto di corpuscolo individuale e di salto quantico, ne ha sentito il bisogno per descrivere molti aspetti della struttura della materia.
La separazione "logica" della struttura particellare ed ondulatoria della materia venne proposta per spiegare la presenza delle particelle luminose dall'altra parte di uno schermo interposto fra la sorgente e l'osservatore. Se si pensa, però, alla presenza dell'elevatissimo numero di particelle agli estremi dello schermo, si può ben dedurre che queste ultime, investite da una pioggia di corpuscoli luminosi vengano scatterate in tutte le direzioni, colpendo anche il retro dello schermo.
Il presente modello nega pertanto la natura oscillatoria della luce, riproponendo la teoria di Newton sulla sua natura corpuscolare.
Lo stesso modello ha modificato, riabilitato ed esteso anche l'altra ipotesi newtoniana sull'interazione gravitazionale alle altre forze fondamentali dell'universo. Esso ha mostrato che l'energia cinetica delle particelle convogliata nella massa da loro costituita al centro dei vortici viene poi tradotta ed espressa dalla massa sotto forma di gravitoni, la cui energia è legata non soltanto alla massa, ma anche alla sua dimensione e densità. A parità di energia di un macro e di un microvortice, la velocità delle particelle in seno ad un macrovortice è inferiore a quella di un microvortice. Per esempio, la velocità del vento intorno al ciclone dell'Islanda, dell'ordine dei m/sec, è di due ordini di grandezza inferiore a quella in seno ad un tromba marina. Si spiegano così la natura gassosa delle stelle formatesi al centro di un macrovortice (ove le particelle non sono sufficientemente costipate) e dall'altra parte l'elevatissima densità delle strutture atomiche formatesi al centro di microvortici. L'enorme quantità di materia convogliata al centro dei macrovortici ne eleva la temperatura, per cui le stelle emettono sia gravitoni, sia fotoni-particelle con energia legata alla loro massa, a mo' delle particelle che colpiscono le papille olfattive. La dimensione dei fotoni-particelle è comparabile a quella dei neutrini e la loro velocità, derivante dagli impulsi impressi dalla sorgente è elevatissima, per la relazione $F\Delta t = m\Delta v$ che lega l'impulso $F\Delta t$ alla massa m ed alla velocità v.
Ogni fotone-particella possiede una quantità di moto che trasferisce alle minuscole particelle che incontra lungo il suo percorso, le quali la diffondono in tutte le direzioni, superando anche gli schermi interposti fra la sorgente e l'osservatore, in modo che la luce appare anche dall'altra parte dello schermo.
L'ipotesi particellare della luce, proposta da Newton, spiega pertanto anche il suo aggiramento degli ostacoli, senza bisogno di scomodare l'ipotesi ondulatoria.
Il secondo dubbio espresso da Schrödinger sulla inspiegata connessione fra il carattere longitudinale e trasversale delle onde, intrinseco nella natura elastica della materia, è stata esplicitata dal modello proposto mediante la rappresentazione grafica della propagazione della perturbazione elastica, gravitazionale e radiativa, che ne raffigura, quantizza e discrimina la componente longitudinale e trasversale spiegando la loro genesi ed evoluzione.

Conclusioni

Analogamente ai centri di bassa pressione, costituiti da vortici che richiamano e convogliano particelle trasportate dal vento al suo centro, i pozzi di energia nel cosmo primordiale hanno accumulato al proprio centro le particelle, le polveri cosmiche e la materia oscura formando le masse, nelle quali è concentrata l'energia cinetica di tutte le particelle che hanno costituito le masse. Per il principio di conservazione dell'energia, le masse hanno convertito questa energia in quella potenziale gravitazionale, formalizzata da Isacco Newton. I vortici hanno fornito alle masse anche (i) la loro energia cinetica di rotazione, e, quando la loro intensità era elevatissima, (ii) una enorme densità. E' stato dimostrato che, quando quest'ultimo effetto è introdotto nella relazione newtoniana essa riesce a spiegare molti fenomeni, fra i quali l'espansione dell'universo e la sua accelerazione rilevata dal satellite WMAP nel 2006, la validità del principio di equivalenza fra massa inerziale e massa gravitazionale e l'attrazione fra atomi e fra nucleoni: le cosiddette forze elettromagnetica ed atomica. È stata quindi utilizzata la Teoria delle Stringhe, in quanto essa riducendo il comportamento caotico del paesaggio della meccanica quantistica, consente di tradurre il modello, esposto secondo la fisica classica, nei termini di quest'ultima che investiga, invece, il microcosmo caotico. Riguardo, inoltre, la possibile connessione tra Teoria delle Stringhe e modello dei vortici, ricordiamo che, in assenza di una qualunque base sperimentale, i teorici delle stringhe hanno costruito un edificio matematico monumentale. Lo sviluppo storico della teoria è stato in qualche modo casuale, ma avrebbe potuto facilmente procedere in modo diverso. Una possibilità plausibile, evidenziata dal teorico di stringa Leonard Susskind, è che la Teoria delle Stringhe si fosse potuta sviluppare attraverso l'idrodinamica. Ma riportiamo fedelmente le parole del Susskind. "*Pensiamo per un attimo al vortice che si forma quando facciamo scendere l'acqua del lavello nello scarico: il centro del vortice forma un lungo filamento unidimensionale che da molti punti di vista si comporta come una stringa. Vortici simili si formano anche nell'aria – un esempio sono gli uragani. Gli anelli di fumo rappresentano un esempio più interessante, in quanto rassomigliano alle stringhe chiuse. Gli esperti di dinamica dei fluidi, nel tentativo di costruire una teoria idealizzata dei vortici, sarebbero potuti arrivare alla teoria delle stringhe?...Non sembra impossibile*" (Susskind, 2006).
Riflettendo attentamente su queste parole, è molto chiaro il riferimento puramente casuale al modello a vortici trattato in questo articolo.
Per quanto concerne le connessioni ottenute tra alcuni settori della Teoria delle Stringhe, del Modello Standard e della fisica nucleare ed alcuni settori della Teoria dei Numeri, il modello di unificazione proposto da Palumbo, basato sui vortici, fornisce finalmente una possibile e chiara spiegazione fisica a quella che prima era solo una elegante teoria matematica.

Bibliografia

A. PALUMBO – "*Un modello di unificazione delle forze*" - Boll. Soc. Natur. Napoli Nuova Serie – 2007-2008 – in press.
M. NARDELLI, F. DI NOTO, A. TULUMELLO – "*Sulle possibili relazioni matematiche tra Funzione zeta di Riemann, Numeri Primi, Serie di Fibonacci, Partizioni e Teoria di Stringa*" – CNRSOLAR 113BC2006 – 07.11.2006.
ARANI, R., BONO, I., DEL GIUDICE, E., PREPARATA, G.,1993. *QED Coherence and the Thermodynamics of Water*, MITH -6-336.
BOJOWALD M. 2007. *What happened before the Big Bang ?* Nature Physics Vol. 3 523-525 Letters.
DEL GIUDICE, E., PREPARATA G., VITIELLO, G..1988, Phys. Rev. Lett. 61. 1085.

DEL GIUDICE, E., GIUFFRIDA, M., MELE, R., PREPARATA, G., 1991, Phys. Rev. B 43 5381.
DEL GIUDICE, E., MELE, R., PREPRATA, .G., 1992, *Dicke Hamiltonian md the superradiant phase transitions* . Physcs Dept. of Milano University preprint MITH 92/3 (1992).
FRANKS, F., (ed), 1972-1982, "*Water: a comprehensive treatise*" - (7 Volumes) - Plenum Press - New York.
GREENE, B. 1999. *The elegant universe, superstrings, hidden dimensions and the quest for the ultimate theory*, Guido Einaudi Editore, 2003 395 pp.
MORTH, V.T., SCHLAMMINGER, L., 1979 *Planetary motion, sunspots and climate.* Solar Physics, 131, 187-209.
NOAA. 2006. *Solar Index Catalogue* National Oceanic and Atmospheric Administration
PALUMBO A. 2004 *Previsione e prevenzione a lungo termine degli eventi catastrofici* Boll. Soc. Natur. Napoli Nuova Serie Vol II (2003-2004), 185-300
PALUMBO A. 2006. *A simple model explaining some discordances in general relativity.* Boll. Soc. Natur. Napoli Nuova serie Vol. III (2005-2006), 81-91.
PALUMBO A. 2006a. Rischiare con Dio (Dopo Einstein). *Edizioni Scientifiche Italiane* 100 pp.
PALUMBO A. 2006b. Omeopatia fra natura e scienza. *www.profantoninopalumbo.com*
PALUMBO A. 2007. *Le forme naturali.* Boll. Soc. Natur. Napoli Nuova Serie Vol IV
PALUMBO, A,. NARDELLI, M., 2005, *The Theory of String: a candidate for a generalized unification model*, Boll. Soc. Nat., Napoli, Nuova Serie, vol. III.
PALUMBO, A,. NARDELLI, M., - "*Il numero aureo φ all'origine di tutte le forme del micro e del macrocosmo*" – Boll. Soc. Natur. Napoli Nuova Serie – 2007-2008 – in press.
PREPARATA, G., 1988, Phys. Rev. A. 233.
PREPARATA, G., 1990, *Quantum Field Theory of Superradiance* in "Problems of Fundamental Modern Physics" (eds. R. Cherubini, P. Dalpiaz ad B. Minetti)- World Scientific, Singapore, 303 pp.
PREPARATA, G., 1992, *Coherence in QCD and QEO in Common Problems and ideas of Modern Physics* (eds. T. Bressani, B. Minetti A. Zenoni), World Scientific, Singapore page 3.
PREPARATA, G., 1995, *QED Cohetence in condensed water*, Singapore, World Scientific.
SCHRÖDINGER, E. 1951. *Science and Hunmanism: Physics in our time*. Cambridge University Press,
SCHRÖDINGER, E. 1953. *What is matter ?* W.H. Freeman and Company, San Francisco USA.
SERVIZIO METEOROLOGICO TEDESCO, 2006. Die Grosswetterlagen Mittleuropas. A*mtsblatt des Duitscher Wetterdienstes Zentralamt*
THOMAS G. A. 1976. *An electron-hole liquid* Scientific American 234, 6, 28-37

Finito di stampare nel mese di Novembre 2007
presso DI. VI. Service – Via Miranda, 50 – 80131 Napoli