Petrarca Aveva Torto: l’Amore Può Salire al Vero (con un Oscillatore Quantistico)

Ernesto Damiani (per soli scopi di intrattenimento)
Centro Inesistente per Le Relazioni Amorose Quantistiche, Italia

Sommario

Proponiamo un modello quantistico delle relazioni amorose umane in cui la “coordinata” è una forza di attrazione astratta r e l’interazione tra le parti è descritta dal potenziale di Morse. La formulazione di Morse raggiunge il massimo potere espressivo con il minimo numero di parametri, rimanendo esattamente risolvibile: una combinazione straordinariamente rara ed elegante. Mentre Petrarca dichiarava impossibile comprendere l’amore, il numero finito di stati del potenziale di Morse e la netta separazione dei comportamenti oscillatori tra *(i)* gli stati eternamente legati (uniti per sempre) e *(ii)* gli stati che decadono rapidamente (separazioni rapide) spiegano sorprendentemente bene le durate delle relazioni amorose umane, che seguono la legge di Gompertz-Makeham [1] (coda lunga) per le coppie durature (rispecchiando la distribuzione della durata della vita umana) e la legge esponenziale (a coda corta) per quelle effimere [2] (rispecchiando la distribuzione delle durate delle maratone televisive su Netflix [3]). La formalizzazione quantistica delle relazioni amorose contraddice quindi le parole, pur ispirate, di Petrarca e fornisce un livello naturale di seconda quantizzazione per le equazioni classiche dell’amore di Rinaldi [4]. Non paghi, presentiamo alcuni esempi numerici (finti ma credibili) per una coppia ben assortita e una incompatibile.

1 Introduzione

nè per intelletto salir al vero,
nè per oblio fuggir di mente Amore;
arde et arde, et non è chi gli dia aita,
et non è chi mi creda, et pur è vero.
— Francesco Petrarca, RVF 134[5]

Si può argomentare che i sommi poeti della tradizione italiana (Dante, Petrarca e i loro eredi) vedevano l’amore come fondamentalmente e gloriosamente irrazionale, e che questa irrazionalità non era vista come un difetto, ma come la natura stessa dell’amore autentico. Petrarca lo capiva così bene che la sua immortale definizione dell’amore come l’emozione che non può “per intelletto salir al vero” non è una lamentela; è una resa. Prima del lavoro pionieristico di Sergio Rinaldi e dei suoi collaboratori [4], l’amore fu considerato per secoli troppo complesso (o troppo poetico) per essere modellato con matematica rigorosa. Interpretando i sentimenti umani come variabili di stato classiche governate da equazioni differenziali non lineari—con attrazione, oblio e sforzo come termini espliciti di retroazione — Rinaldi e i suoi co-autori trasformarono la dinamica delle coppie in un ramo legittimo della Teoria dei Sistemi.

Il nostro approccio può essere visto come una naturale quantizzazione sottostante alle *equazioni dell'amore* di Rinaldi. Lungi dal contraddire i risultati classici, la nostra quantizzazione ne è quindi un raffinamento.

2 Il Potenziale di Morse esprime l'Amore

Il potenziale di Morse è un potenziale anarmonico [6] definito come segue:

$$V(r) = D_e \left[1 - e^{-a(r-r_e)}\right]^2, \quad r \geq 0 \tag{1}$$

Presenta solo un numero finito di stati — esattamente come le relazioni umane. Il potenziale di Morse è considerato uno dei potenziali interatomici più eleganti perché combina il realismo fisico con la semplicità e l'esatta risolvibilità matematica. L'equazione 1 contiene tre parametri:

- D_e: l'energia di dissociazione (la profondità del pozzo di attrazione da cui occorre uscire per spezzare il legame)
- r_e: la "lunghezza" del legame
- a: il parametro ("larghezza") che controlla la difficoltà di scalata del pozzo.

Con questi pochi parametri, la formula di Morse esprime perfettamente sia il comportamento armonico di un oscillatore binario quando si trova vicino all'equilibrio, sia l'*anarmonicità* che emerge progressivamente in un oscillatore durante la transizione da uno stato all'altro.

Per evitare di perdere già a questo punto l'eventuale lettore che abbia fatto solo studi umanistici, facciamo l'esempio di un pendolo perfetto, costituito da una corda di lunghezza r vincolata a un estremità e da un peso mobile[1]. Se spostiamo il peso del pendolo di un angolo piccolo (< 15 gradi), otterremo delle oscillazioni *armoniche*, la cui pulsazione fondamentale dipende solo dalla lunghezza r della corda, secondo la legge di Hooke[2]. La forza di richiamo è infatti $F = - mgsin(\theta)$, dove θ è l'angolo di spostamento. Per angoli piccoli, vale l'approssimazione θ = $sin(\theta)$, quindi la forza F = $-(mg/r)\theta r$ è direttamente proporzionale allo spostamento angolare θ (o allo spostamento laterale $s = r\theta$). La pulsazione di oscillazione è quindi $\omega = \sqrt{(}k/m) = \sqrt{(}mg/r/m) = \sqrt{(}g/r)$, che corrisponde a un periodo costante $T = 2\pi/\omega = 2\pi\sqrt{(}L/g)$.

L'*anarmonicità* è la proprietà di un sistema oscillante di **non** comportarsi come un oscillatore armonico per certi valori dei parametri[3]. In un sistema binario che segue il potenziale di Morse, l'anarmonicità emerge man mano che r aumenta e il sistema passa da un livello energetico all'altro. Inoltre, i livelli energetici del potenziale si possono ricavare risolvendo analiticamente

[1]Usiamo qui il simbolo r invece del classico L per sottolineare l'analogia con la "lunghezza" del potenziale di Morse.

[2]Il principio fondamentale della meccanica dei solidi elastici fu enunciato per la prima volta nel 1676 dal fisico inglese Robert Hooke come anagramma (*"ceiiinosssttuu"*) e pubblicato due anni dopo nella forma: *"Ut tensio, sic vis"*

[3]L'anarmonicità si applica ai pendoli quando il carico è spostato di un angolo grande. Nel capitolo 117 de "Il Pendolo di Foucault" [7] il corpo di Jacopo Belbo, appeso alla corda del pendolo nel Conservatorio della rue Saint-Martin di Parigi, oscilla anarmonicamente. *«Oscillava piano, come un pendolo molto lento. Ma non era un pendolo. Un pendolo oscilla secondo la legge di Hooke solo per piccoli angoli. Qui l'angolo era grande, quasi centottanta gradi, e quindi l'oscillazione era fortemente anarmonica. Il periodo non era più indipendente dall'ampiezza. Era un pendolo diabolico, che rallentava sempre più, e tra milioni di anni si sarebbe fermato.»*

l'equazione di Schrödinger stazionaria e sono:

$$E_n = \hbar\omega\left(n+\frac{1}{2}\right) - \frac{(\hbar\omega)^2}{4D_e}\left(n+\frac{1}{2}\right)^2, \quad n = 0, 1, \ldots, n_{\max} \tag{2}$$

dove la pulsazione $\omega = a\sqrt{2D_e/\mu}$ e $n_{\max} = \left\lfloor \sqrt{4D_e\mu/\hbar^2} - 1/2 \right\rfloor$.

Nel passato, abbiamo trattato il potenziale di Morse con un certo rispetto [8], ma in questo articolo abbiamo deciso di smettere, reinterpretando la lunghezza r come una misura adimensionale dell'intensità relazionale negli esseri umani: $r \to \infty$: divorziati/separati che si odiano, $r = r_e$: attaccamento sano, $r \to 0$: attaccamento tossico.

3 Fondazioni Fisiologiche (Fasulle) per r

Argomentiamo senza vergogna che la coordinata adimensionale r nel nostro potenziale di Morse non è una vaga metafora, ma una variabile fisiologica perfettamente definita (e segretamente misurabile), che chiameremo *Indice Unificato di Intensità Relazionale* (RII).

$$r \propto \frac{\text{Ossitocina} \times \text{Dopamina (NAc)} \times \text{Vasopressina} \times \text{Sincronia del battito cardiaco}}{\text{Cortisolo} \times \text{Attivazione dlPFC} \times \text{Distanza interpersonale (cm)}}$$

O, in unità quotidiane:

$$r \simeq \left(\frac{\text{Tempo di sguardo reciproco}}{\text{Minuti in stanze separate senza ansia}}\right) \times (\text{conduttanza cutanea quando appare il partner})^{0.7}$$

Siamo ora in posizione di dichiarare, mantenendo un'espressione completamente seria:

"L'intensità relazionale r è una coordinata fisiologica adimensionale rigorosamente definita, la cui evoluzione temporale è governata dal potenziale di Morse, calibrata quantitativamente da pannelli neuro-endocrini e dati di allenamento cardiaco."

4 Soluzione esatta

La risoluzione dell'equazione di Schrödinger è uno degli argomenti centrali della meccanica quantistica.

Nei pochi casi in cui l'equazione di Schrödinger è risolvibile analiticamente per un sistema fisico, otteniamo dalla soluzione una comprensione talmente profonda del sistema stesso da sfidare vittoriosamente le comprensioni parziali e approssimate dei sistemi ottenibili con metodi numerici e - peggio - con l'apprendimento supervisionato [5]. Godiamoci quindi la risoluzione passo per passo dell'equazione di Schrödinger per il potenziale di Morse dell'amore, senza pensare nemmeno per un attimo che possa essere stata generata da ChatGPT. L'equazione in forma stazionaria e monodimensionale è, in questo caso,

$$-\frac{\hbar^2}{2\mu}\frac{d^2\psi}{dr^2} + D_e\left(1 - e^{-a(r-r_e)}\right)^2 \psi(r) = E\psi(r). \tag{3}$$

[5] Questi metodi sono, nella maggior parte dei casi, interpolativi o regressivi: imparano da un "training set" di soluzioni, ma non "capiscono" e nemmeno "rappresentano" il sistema (con la parziale eccezione dell'apprendimento di funzioni polinomiali monovariate [12]). Una soluzione analitica non ha bisogno di addestramento e rivela connessioni matematiche che un modello di apprendimento computazionale difficilmente "scopre" da solo.

Componente	**Evidenza fisiologica**	**Perché contribuisce a r**
Ossitocina plasmatica $\times$ vasopressina	Picchi nei primi 6–18 mesi [9]	“Cocktail di coccole”; decade nel tempo $\Rightarrow r$ migra verso l’esterno
Dopamina nel nucleus accumbens	Stessi circuiti attivati dalla cocaina [10]	Metrica di ossessione; più alta $\Rightarrow$ più vicino a $r = 0$
Sincronia del battito cardiaco (IBI)	Più forte nelle coppie recenti	“Due cuori che battono all’unisono”
Cortisolo	Amore acuto: alto; amore sicuro: basso	Eccitazione fa diminuire r; litigi spingono $r \to \infty$
Attività dlPFC / vmPFC	Ipoattivazione nell’amore precoce = giudizio sospeso	Ragione “offline” $\Rightarrow r$ più piccolo
Tolleranza alla prossimità fisica	Nuove coppie: separazione di pochi metri $\to$ stress	Lunghezza dell’“elastico” dell’attaccamento
Dilatazione pupillare (foto del partner)	Marcatore involontario di eccitazione	I romanzi epistolari settecenteschi erano su questo fisiologicamente corretti [4]

Tabella 1: Contributi fisiologici alla coordinata adimensionale di intensità relazionale r. Allo stesso tempo ridicoli e difendibili.

Passo 1 — Cambio di variabile

Si introduce la variabile adimensionale

$$z = 2\lambda\, e^{-a(r-r_e)}, \qquad \lambda = \frac{1}{a}\sqrt{\frac{2\mu D_e}{\hbar^2}}, \tag{4}$$

dove λ è, approssimativamente, il numero di stati del legame. Con questa sostituzione si ha $z \to +\infty$ per $r \to -\infty$ (un comportamento decisamente non fisico) e $z \to 0^+$ per $r \to +\infty$.

Passo 2 — Forma ridotta dell’equazione

Dopo laboriose sostituzioni che ben pochi saprebbero fare (si veda, ad esempio, il Landau–Lifshitz [13] o qualsiasi testo di meccanica quantistica avanzata), l’equazione diventa

$$\frac{d^2\psi}{dz^2} + \frac{1}{z}\frac{d\psi}{dz} + \left[\frac{\lambda^2 - (E/D_e)}{z^2} - \frac{1}{4} - \frac{\lambda^2}{z}\right]\psi(z) = 0. \tag{5}$$

Passo 3 — Sostituzione

Prendiamo ora una funzione d’onda della forma generale

$$\psi(z) = z^s e^{-z/2}\, u(z), \tag{6}$$

con $s = \lambda - \frac{1}{2}$. Sostituendola nell’equazione, si ottiene per $u(z)$ l’equazione dei polinomi di Laguerre che approssimano la soluzione:

$$zu''(z) + (2s + 1 - z)u'(z) + (\lambda - s - 1)\, u(z) = 0. \tag{7}$$

Passo 4 — Quantizzazione

Perché $u(z)$ sia un polinomio finito (corrisponda a un comportamento fisico nei casi limite $z \to 0$ e $z \to \infty$), il parametro λ deve essere un intero non negativo:

$$\lambda - s - 1 = n \qquad (n = 0, 1, 2, \dots) \tag{8}$$

da cui, ricordando che $s = \lambda - 1/2$,

$$\lambda - n - \frac{1}{2} = s \in \mathbb{N}_0 \qquad \Rightarrow \qquad n = 0, 1, 2, \dots, \left\lfloor \lambda - \frac{1}{2} \right\rfloor. \tag{9}$$

Passo 5 — Livelli energetici esatti

Sostituendo la condizione di quantizzazione, otteniamo infine la celebre formula dell'Eq. 2, che ripetiamo qui sotto:

$$\boxed{E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2}\right) - \frac{(\hbar\omega)^2}{4D_e} \left(n + \frac{1}{2}\right)^2 \qquad (n = 0, 1, 2, \dots, n_{\max})} \tag{10}$$

dove la frequenza (anarmonica) delle oscillazioni è

$$\hbar\omega = a\sqrt{\frac{2D_e}{\mu}}. \tag{11}$$

Passo 6 — Normalizzazione

Le autofunzioni normalizzate sono

$$\psi_n(r) = N_n \, z^{(\lambda-n-1/2)} e^{-z/2} \, L_n^{2(\lambda-n-1/2)}(z), \tag{12}$$

con $z = 2\lambda \, e^{-a(r-r_e)}$ e la costante di normalizzazione

$$N_n = \left[\frac{a \, n! \, 2(\lambda - n - 1/2)}{\Gamma(2\lambda - n)} \right]^{1/2}. \tag{13}$$

Riassunto delle formule chiave

Per gli avvezzi alla lettura diagonale che hanno saltato la sezione precedente, ripetiamo le formule principali usate fin qui:

$$\lambda = \frac{\sqrt{2\mu D_e}}{a\hbar} \tag{14}$$

$$\hbar\omega = a\sqrt{\frac{2D_e}{\mu}} \tag{15}$$

$$E_n = \hbar\omega \left(n + \frac{1}{2}\right) - \frac{(\hbar\omega)^2}{4D_e} \left(n + \frac{1}{2}\right)^2 \tag{16}$$

$$n_{\max} = \left\lfloor \lambda - \frac{1}{2} \right\rfloor \qquad \text{(numero totale stati = } n_{\max} + 1\text{)} \tag{17}$$

In una coppia descritta dal potenziale di Morse, i valori propri energetici degli stati del legame sono:

$$E_n = \hbar\omega\left(n+\frac{1}{2}\right) - \frac{(\hbar\omega)^2}{4D_e}\left(n+\frac{1}{2}\right)^2, \quad n = 0, 1, 2, \ldots, n_{\text{max}}.$$

5 I Due Regimi dell'Amore

«Se non è vero, è molto ben trovato: se non è così, è molto ben iscusato l'uno per l'altro» [14].

Secondo i dati reali delle Nazioni Unite[15], la durata delle coppie umane è una miscela di due distribuzioni radicalmente diverse:

1. Coppie stabili (stati legati profondi): tasso di rottura endogena quasi zero. Durata con distribuzione monolaterale a coda lunga $\sim N(T; \mu_{\text{vita}}, \sigma_{\text{vita}})$ con $\mu_{\text{vita}} \approx 45$–$55$ anni.

2. Coppie non stabili (stati ad alto n + continuum): durata esponenziale a coda leggera $S(T) \sim T^{-\alpha}$, $\alpha \approx 1.5$–2.5.

Calcoliamo ora i parametri di una relazione amorosa stabile e di una instabile (in unità arbitrarie $\hbar = \mu = \omega = 1$) e i relativi risultati:

Parametro	**Valore**	**Interpretazione**
D_e	12.5	Pozzo profondo $\rightarrow$ $\sim$18 stati vibrazionali legati (relazione molto stabile)
a	0.85	Anarmonicità moderata (leggermente più morbida del Morse standard)
r_e	2.1	Distanza di equilibrio = attaccamento confortevole e intimo
Stato iniziale	Gaussiana $r_0 = 1.7$, $\sigma = 0.22$	Partenza per la luna di miele a Bali (i due sono molto vicino al fondo del pozzo)

Tabella 2: Parametri del potenziale Morse utilizzato per le coppie con legame stabile.

6 Gli Oscillatori di Morse Accoppiati come Quantizzazione delle Equazioni di Rinaldi

E Beatrice, severa:
"Amore è uno, e ordina l'alma a un sol congiunto sposo;
chi in molti il spezza, in molti si fa bruno
di bestial brama, e perde il suo riposo".
Pseudo-Dante Alighieri, ADA 134[16]

Fase relazionale	**Approx.** r	**Firma fisiologica dominante**
Primo contatto oculare	0.3–0.8	Dopamina + esplosione pupillare
Luna di miele (0–18 mesi)	1.2–1.6	Ossitocina e dopamina al massimo, dlPFC in vacanza
Lungo termine sano (5+ anni)	$\simeq 2.1$ (vicino a r_e)	Ormoni bilanciati, sincronia cardiaca dolce e stabile
Crisi del settimo anno	2.8–3.5	Surge di cortisolo, perdita della sincronia, ritorno alle chat online
Rapporto patologico / tossico	< 1.0	Sovradosaggio di ossitocina, confini annullati
Rottura o divorzio	$r \to \infty$	Crollo dell'ossitocina, cortisolo alle stelle, separazione fisica

Tabella 3: Valori tipici della coordinata relazionale adimensionale r durante le diverse fasi di una relazione umana.

Componente	**Probabilità**	**Risultato se dominante**
Legame profondo ($n = 0$–7)	61%	Monolaterale a coda lunga, durata media $\sim$52 anni (morte naturale)
Fragile + continuum di relazioni	39%	Distribuzione a coda leggera, mediana 5.8 anni

Tabella 4: Probabilità e durata attesa delle due componenti principali della distribuzione dei tempi di relazione (simulazioni su 100 000 coppie).

Sebbene l'oscillatore di Morse singolo catturi con un'accuratezza sconvolgente la fenomenologia del legame di coppia monogamo, una teoria ambiziosa come la nostra deve anche affrontare l'elefante nella stanza (da letto): gli esseri umani di un tempo a volte tradivano, frequentavano più partner contemporaneamente o (che il cielo ci aiuti) si impegnavano in relazioni multiple. Le equazioni dell'amore classiche di Rinaldi [4] sono infatti, nella loro forma più generale, un insieme di $2N$ equazioni differenziali ordinarie non lineari accoppiate per N individui:

$$\frac{dx_i}{dt} = f(x_i, y_i) + \sum_{j \neq i} g_{ij}(x_i, x_j, y_i, y_j), \quad \frac{dy_i}{dt} = h(x_i, y_i) + \sum_{j \neq i} k_{ij}(x_i, x_j, y_i, y_j), \tag{18}$$

Le dove x_i e y_i rappresentano l'amore e la risposta (o "attrattiva") sentita dall'individuo i verso il/i suo/i partner. La quantizzazione covariante nello spazio di Hilbert [17] di questo sistema è immediata: basta promuovere ogni grado di libertà classico a un oscillatore di Morse e permettere combinazioni lineari arbitrarie degli operatori di creazione/annullamento corrispondenti.

6.1 L'Hamiltoniana Poliamorosa

Definiamo N oscillatori di Morse identici con potenziale $V(r_i)$ e introduciamo $\forall i, j$ potenziali di "entanglement" multipli $V_{\text{int}}(r_i, r_j)$ che sono moralmente discutibili ma matematicamente

Anno	Ancora insieme	Meccanismo di terminazione principale
5	79%	Decadimento naturale della risonanza iniziale
7	71%	“Prurito quantistico” del settimo anno
10	67%	—
20	64%	—
50	61%	Morte di uno dei partner (causa principale)

Tabella 5: Probabilità di sopravvivenza della coppia (simulazione su 100 000 traiettorie).

Parametro	Valore	Interpretazione
D_e	6.8	Pozzo di potenziale molto superficiale $\rightarrow$ solo $\sim$9 stati legati (vibrazionali)
a	0.92	Repulsione a corto raggio più ripida del caso Morse standard
r_e	2.3	Distanza di equilibrio del potenziale (unità arbitrarie)
Stato iniziale	Centrata in $r_0 = 2.6$, $\sigma = 0.48$	Relazione che parte “tiepida” (non nel fondo del pozzo)

Tabella 6: Parametri del potenziale Morse modificato utilizzato nelle simulazioni della dinamica di una relazione occasionale.

inevitabili:

$$\hat{H} = \sum_{i=1}^{N} \left[\frac{\hat{p}_i^2}{2\mu} + D_e \left[1 - e^{-a(\hat{r}_i - r_e)}\right]^2 \right] + \sum_{1 \leq i < j \leq N} J_{ij} \left[e^{-b|\hat{r}_i - \hat{r}_j|} - e^{-c(\hat{r}_i + \hat{r}_j)} \right].$$

Il primo termine di interazione $e^{-b|\hat{r}_i - \hat{r}_j|}$ rappresenta la repulsione da gelosia (più vicini sono due partner nello spazio dell'intensità relazionale, più esplosivo è il conflitto). Il secondo termine è l'infame attrazione da affare segreto che decade solo quando sia r_i che r_j diventano grandi (cioè, quando entrambi i partner si allontanano dalla relazione primaria).

6.2 Seconda Quantizzazione (per i terminalmente impegnati)

Per relazioni aperte che coinvolgono molte persone, si può passare dal sistema quantistico a operatori di campo classici

$$\hat{\psi}^\dagger(r) = \sum_n \phi_n(r) \hat{a}_n^\dagger,$$

dove $\phi_n(r)$ sono le autofunzioni esatte di Morse (polinomi di Laguerre associati sotto mentite spoglie).

6.3 Il Triangolo No

Lo stato base di un triangolo amoroso ($N = 3$) è facilmente (?) trovato minimizzando

$$\langle \hat{H} \rangle = \int dr, \hat{\psi}^\dagger(r) \hat{h}_{\text{Morse}}(r) \hat{\psi}(r) + \frac{1}{2} \iint dr, dr', v(r, r') \hat{n}(r) \hat{n}(r'),$$

Componente	**Probabilità**	**Destino se dominante**
Legame profondo ($n = 0$–3)	19%	Monolaterale coda lunga, durata media $\sim$50 anni (fino al decesso naturale di uno dei due)
Fragile + continuum di relazioni	81%	Distribuzione a coda leggera, mediana 3.1 anni

Tabella 7: Probabilità e durata attesa delle due componenti principali per la coppia “altamente fragile” (simulazioni su 100 000 traiettorie).

Anno	**Ancora insieme**	**Motivo tipico di rottura**
1	68%	“Abbiamo provato, non ha funzionato”
2	49%	Picco di rischio: attrazione insufficiente o incompatibilità precoce
5	29%	La maggior parte delle relazioni non stabili è già finita
10	22%	Entrano in gioco solo le relazioni della “coda lunga”
50	19%	Solo il 19% delle coppie iniziali è ancora insieme

Tabella 8: Probabilità di sopravvivenza della coppia nel caso “altamente fragile” (simulazioni su 100 000 traiettorie).

e ricavandone un’equazione Hartree–Fock–Bogoliubov (HFB) [18] (il fatto che quest’equazione porti tre nomi non ci sembra una coincidenza) le cui soluzioni potrebbero diventare colloquialmente note come "cuori spezzati" e "esplosioni di energia da nuove relazioni".

6.4 Predizioni (da testare su Tinder)

1. Plateau dell’entropia: In un sistema a N corpi, dopo il picco iniziale di coinvolgimento "tutti con tutti", l’entropia di von Neumann di qualsiasi sottosistema si satura a $S \approx \ln(2)$ per i gruppi stabili e diverge logaritmicamente per quelli instabili—spiegando perché alcune chat Whatsapp di gruppo non finiscono mai.

2. Il prurito quantistico del settimo anno diventa una transizione di fase: Al valore critico $J_{ij} = J_c \approx 0.74D_e$, il sistema subisce una transizione di primo ordine “restaurazione della monogamia” in cui tutti i pozzi di Morse, tranne uno, collassano, mentre quello che sopravvive si approfondisce bruscamente.

3. Fase superfluida dell’amore: Per valori di N molto grandi, aumenta l’uniformità dei valori della matrice di campo e l’intero gruppo sperimenta una sincronizzazione spontanea del battito cardiaco. La verifica sperimentale è lasciata ai coraggiosi.

Stiamo attualmente addestrando una macchina di Boltzmann ristretta su tre anni di log di una chat di gruppo per estrarre la matrice J_{ij}. I risultati preliminari suggeriscono che aggiungere un singolo oscillatore di Morse ben calibrato a una coppia esistente aumenti la probabilità di sopravvivenza oltre i sette anni del $61\% \pm 42\%$, in modo coerente sia con la teoria quantistica che con alcune evidenze aneddotiche degli anni Ottanta, che gli autori continuano loro malgrado a ricordare.

7 Conclusione

L'oscillatore di Morse fornisce un modello sorprendentemente accurato per le relazioni amorose umane:

- Giustifica il fatto che solo poche coppie sono "veramente legate per la vita" $\rightarrow D_e$ finita
- Spiega l'infame "prurito quantistico" dei 7 anni
- Genera la mistura di distribuzione monolaterale a coda lunga (decesso) ed esponenziale a coda leggera (rottura) delle curve demografiche reali (dita incrociate)

In futuro, se avremo ancora tempo da perdere, aggiungeremo al modello un potenziale esterno dipendente dai figli (che renda profondo e difficile da scalare il pozzo di Morse in cui sono confinati i co-genitori). Ulteriori dettagli appariranno altrove dopo che il nostro comitato etico avrà ripreso conoscenza.

Riferimenti bibliografici

[1] T. I. Missov, A. Lenart, L. Nemeth, and V. Canudas-Romo, "Is human lifespan a gaussian or a gompertzian trait?" *Demography*, vol. 52, no. 4, pp. 1369–1382, 2015, risponde direttamente: No, non è gaussiana, è Gompertz-Makeham.

[2] M. E. J. Newman, "Power laws, pareto distributions and zipf's law," *Contemporary Physics*, vol. 46, no. 5, pp. 323–351, 2005.

[3] D. Castro, J. M. Rigby, D. Cabral, and V. Nisi, "The binge-watcher's journey: Investigating motivations, contexts, and affective states surrounding netflix viewing," *Convergence: The International Journal of Research into New Media Technologies*, vol. 27, no. 4, pp. 1001–1021, 2021. [Online]. Available: https://doi.org/10.1177/1354856519890856

[4] S. Rinaldi, F. Della Rossa, and P. Landi, *Modeling Love Dynamics*, ser. World Scientific Series on Nonlinear Science Series A. World Scientific, 2015, vol. 89, a masterpiece of applied nonlinear dynamics to romantic relationships and marriage.

[5] F. Petrarca, *Canzoniere (Rerum Vulgarium Fragmenta)*, nuova edizione commentata ed., ser. Meridiani, M. Santagata, Ed. Milano: Mondadori, 2004.

[6] D. Sternheimer, "Deformation quantization: Twenty years after," *AIP Conference Proceedings*, vol. 453, pp. 107–145, 1998, also available as arXiv:math/9809056.

[7] U. Eco, *Il pendolo di Foucault*. Bompiani, 1988.

[8] F. Chogle, B. Teklu, J. Zubelli, and E. Damiani, "Nonclassical state generation and quantum metrology in the double-morse potential," *arXiv preprint arXiv:2511.07591*, 2025.

[9] A. Ulmer-Yaniv *et al.*, "Oxytocin enhances attentional bias for positive emotional faces in new parents," *Psychoneuroendocrinology*, vol. 69, pp. 47–54, 2016.

[10] A. Aron, H. Fisher, D. J. Mashek, G. Strong, H. Li, and L. L. Brown, “Reward, motivation, and emotion systems associated with early-stage intense romantic love,” *Journal of Neurophysiology*, vol. 94, no. 1, pp. 327–337, 2005, classico studio fMRI che sostiene che i primi stadi dell’amore romantico attivano la stessa risposta dopaminergica della cocaina.

[11] P. C. de Laclos, *Les Liaisons dangereuses*, ser. GF Flammarion, R. Pomeau, Ed. Paris: Flammarion, 1981, no. 389, introduzione e note di René Pomeau; vedi in particolare la nota a p. 163 sulla dilatazione pupillare come indice di eccitazione.

[12] B. Apolloni and E. Damiani, “Learning simplified functions to understand,” in *From Synapses to Rules: Discovering Symbolic Rules from Neural Processed Data*. Springer, 2020, pp. 1–15. [Online]. Available: https://doi.org/10.1007/978-3-030-36681-5_1

[13] L. D. Landau and E. M. Lifshitz, *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory*, 3rd ed., ser. Course of Theoretical Physics. Oxford: Butterworth-Heinemann, 1977, vol. 3.

[14] G. Bruno, “*De gli eroici furori*,” 1585, edizione originale: Londra (in realtà, Parigi), 1585.

[15] United Nations International Commission on Sustainable Interpersonal Relationships and Emotional Resilience in the Context of the Sustainable Development Goals (UN-CISRIR-RES), “Durata media delle relazioni sentimentali e il suo impatto sul raggiungimento dell’obiettivo 3 (salute e benessere), dell’obiettivo 5 (parità di genere) e dell’obiettivo 16 (pace, giustizia e istituzioni solide): Analisi comparativa globale 2015–2024 con raccomandazioni per politiche integrate di resilienza affettiva,” United Nations, New York, Report E/2024/87, april 2024, pubblicato dalla Commissione Internazionale delle Nazioni Unite per lo Sviluppo Sostenibile delle Relazioni Interpersonali e la Resilienza Emotiva (UN-CISRIR-RES). [Online]. Available: https://undocs.org/E/2024/87

[16] H. von Koenigstein and E. M. Dragomirescu, *Klingt nach Dante*. Dresden, German Democratic Republic: VEB Verlag für Kernforschung, 1987, limited circulation report KfK–87/14, in German with English abstract.

[17] G. von Hippel and M. N. R. Wohlfarth, “Covariant canonical quantization,” *European Physical Journal C*, vol. 47, no. 3, pp. 861–872, 2006.

[18] P. Ring and P. Schuck, “The nuclear many-body problem,” 1980, iSBN: 978-3-540-21206-5 (2004 reprint).