

The Universal Arrow of Time is a key for the solution of the basic physical paradoxes.

Oleg Kupervasser

Table of Content.

Introduction.....	2
Chapter 1. The Universal Arrow of Time: Classical mechanics.....	3
0. Abstract: Solution of paradox for the entropy increase in reversible systems.....	3
1. Introduction.....	3
2. Main ideas.....	4
3. Statistical mechanics of the baker's map.....	6
3.1 Macroscopic entropy and ensemble entropy.....	6
3.2 Appropriate and inappropriate macroscopic variables.....	8
3.3 Coarsening.....	9
4. The effects of weak interactions.....	10
4.1 Small external perturbations.....	10
4.2 Weak interaction and the destruction of opposite time arrows.....	10
4.3 Decorrelation in the interacting system.....	12
4.4 Numerical simulation.....	13
5 Discussion.....	15
Appendix A. Basic properties of the baker's map.....	16
A.1 Definition of the baker's map.....	17
A.2 Unstable periodic orbits.....	17
A.3 Ergodicity, mixing, and area conservation.....	18
A.4 Показатели степени Ляпунова, сжимающиеся и растягивающиеся направления.....	18
A.5 Decay of correlations.....	18
Bibliography.....	19
Chapter 2. The Universal Arrow of Time: Quantum Mechanics.....	20
0. Abstract: Solution of Schrodinger's cat paradox, Wigner's friend paradox, paradox of a kettle which will never begin to boil.....	20
1. Introduction.....	21
2. Qualitative consideration of the problem.....	22
3. The quantitative consideration of the problem.....	27
3.1 Definition of the basic concepts.....	27
3.2 Effect of a weak coupling.....	29
3.2.1 Small external perturbation.....	29
3.2.2 Alignment of thermodynamic time arrows at interaction of macrosystems (the observer and the observable system).....	29
3.3 Resolution of Loshmidt and Poincare paradoxes in framework of quantum mechanics.....	32
3.4 Decoherence for process of measurement.....	33
3.4.1 Reduction of system at measurement [22-23].....	33
3.4.2 The theorem about decoherence at interaction with the macroscopic device. [18, 84].....	34
4 Conclusion.....	37

Appendix A. Unperturbative observation in quantum and classical mechanics.....	37
Application B. Expansion on modes at arbitrary boundary conditions.....	38
Bibliography.....	39
Chapter 3. The Universal Arrow of Time: Nonquantum gravitation theory.....	40
0. Abstract: Solution of “informational paradox” for black holes and “paradox with the grandfather” for time travel “wormholes”.....	40
1. Introduction.....	40
2. Black Hole.....	41
3. Time wormhole.....	42
4. Conclusions.....	44
Bibliography.....	44
Chapter 4. The Universal Arrow of Time: Quantum gravitation theory.....	45
0. Abstract: Solution of “informational paradox” for black holes, “paradox with the grandfather” for time travel “wormholes”, black stars paradox, Penrose’s project of new quantum gravitation theory paradoxes, anthropic principle paradox.....	45
1. Introduction.....	45
2. Black holes.....	45
3. Time wormhole.....	47
4. Black stars.....	48
5. Penrose’s project of new quantum gravity theory.....	48
6. Anthropic principle in quantum gravity theory.....	49
7. Conclusions.....	50
Bibliography.....	50
Chapter 5. The Universal Arrow of Time: Unpredictable dynamics.....	51
0. Abstract: Solution of the paradox about contradiction between reductionism and principal (not defined by complexity) emergence on basis Gödel-like theorem; Solution of the paradox about the existence of the systems with entropy decrease.....	51
1. Introduction.....	52
2. Unpredictable dynamics.....	53
3. Synergetic models of local correlations.....	54
4. Synergetic models of global correlations expanded over the whole Universe.....	56
4.1 Blow up systems.....	57
4.2 “Cellular” model of Universe.....	58
5. Conclusions.....	60
Bibliography.....	60
Chapter 6. The Universal Arrow of Time: Future of artificial intelligence – Art, not Science or Practical Application of Unpredictable Systems.....	62
0. Abstract: Solution of Unpredictability paradox – Unpredictable does not mean Uncontrolled.....	62
1. Introduction.....	62
2. Analysis of problems.....	62
3. Conclusion.....	67
Bibliography.....	67
Acknowledgment.....	68

Introduction.

The modern classical statistical physics, thermodynamics, quantum mechanics and gravity theory are developed and well-known theories. The described theories are developed and well studied for a long time. Nevertheless, it contains a number of paradoxes. It forces many scientists to doubt internal consistency of these theories. However the given paradoxes can be resolved within the framework of the existing physics, without introduction of new laws. Further in the paper the paradoxes underlying classical statistical physics, thermodynamics, quantum mechanics, non-quantum and quantum gravities are discussed. The approaches to solution of these paradoxes are suggested on basis universal arrow of time. The first one relies on the influence of the external observer (environment), which disrupts the correlations in the system and results in time arrows alignment. The second one is based on the limits of self-knowledge of the system in case of the observed system, the external observer and the environment are included in the considered system. The concepts of observable dynamics, ideal dynamics, and unpredictable dynamics are introduced. The phenomenon of complex (living) systems is contemplated from the point of view of these dynamics. Perspectives of practical use of Unpredictable systems for artificial intellect are considered.

Chapter 1. The Universal Arrow of Time: Classical mechanics.

0. Abstract: Solution of paradox for the entropy increase in reversible systems.

Statistical physics cannot explain why a thermodynamic arrow of time exists, unless one postulates very special and unnatural initial conditions. Yet, we argue that statistical physics can explain why the thermodynamic arrow of time is universal, i.e., why the arrow points in the same direction everywhere. Namely, if two subsystems have opposite arrow-directions initially, the interaction between them makes the configuration statistically unstable and causes decay towards a system with a universal direction of the arrow of time. We present general qualitative arguments for that claim and support them by a detailed analysis of a toy model based on the baker's map.

1. Introduction

The origin of the arrow of time is one of the greatest unsolved puzzles in physics [1-5]. It is well established that most arrows of time can be reduced to the thermodynamic arrow, but the origin of the thermodynamic arrow of time remains a mystery. Namely, the existence of the thermodynamic arrow of time means that the system is not in the state with the highest possible entropy.

But this means that the system is not in the highest-probable state, which lacks any statistical explanation. The fact that entropy increases with time means that the system was in an even less probable state in the past, which makes the problem even harder. Of course, the phenomenological fact that entropy increases with time can be described by assuming that the universe was in a state with very low entropy at the beginning, but one cannot explain why the universe started with such a very special and unnatural initial condition in the first place.

Recently, Maccone [6] argued that the problem of the origin of the arrow of time can be solved by quantum mechanics. He has shown that in quantum mechanics all phenomena which leave a trail behind (and hence can be studied by physics) are those entropy of which increases. (The observer's memory erasing argument and the corresponding thought experiments discussed in [6], was also used previously for a resolution of entropy increase and the quantum wave-packet reduction paradoxes [7-9] From this he argued that the second law of thermodynamics is reduced to a mere tautology, suggesting that it solves the problem of the arrow of time in physics. However, several weaknesses on specific arguments used in [6], have been reported [10-12]. As a response to one of these objections, in a later publication [13] Maccone himself realized that his approach does not completely solve the origin of the arrow of time because the quantum mechanism he studied also requires highly improbable initial conditions which cannot be explained.

Yet, as Maccone argued in [13], we believe that some ideas presented in [6] and [13] do help to better understand the puzzle of the arrow of time. The purpose of this paper is to further develop, refine, clarify, and extend some of the ideas which were presented in [8, 9, 14, 15, 16, 30], and also in a somewhat different context in [6, 13], we argue that quantum mechanics is not essential at all. Indeed, in this paper we consider only classical statistical mechanics.

The idea is the following. Even though statistical physics cannot explain why a thermodynamic arrow of time exists, we argue that at least it can explain why the thermodynamic arrow of time is universal, i.e., why the arrow points in the same direction everywhere. Namely, if two subsystems have opposite arrow-directions initially, we argue that the interaction between them makes the configuration statistically unstable and causes decay towards a system with a universal direction of the arrow of time. This, of course, does not completely resolve the problem of the origin of the arrow of time. Yet, at least, we believe that this alleviates the problem.

The paper is organized as follows. In the next section we present our main ideas in an intuitive non-technical form. After that, in Sec. 3 the idea is the following. Even though statistical physics cannot explain why a thermodynamic arrow of time exists, we argue that at least it can explain why the thermodynamic arrow of time is universal, i.e., why the arrow points in the same direction everywhere. Namely, if two subsystems have opposite arrow-directions initially, we argue that the interaction between them makes the configuration statistically unstable and causes decay towards a system with a universal direction of the arrow of time. This, of course, does not completely resolve the problem of the origin of the arrow of time. Yet, at least, we believe that this alleviates the problem.

The paper is organized as follows. In the next section we present our main ideas in an intuitive non-technical form. After that, in Sec. 4 we study the effects of weak interactions between subsystems which, without interactions, evolve according to the baker's map. In particular, we explain how weak interactions destroy the opposite time arrows of the subsystems, by making them much more improbable than without interactions.

Finally, in Sec. 5 we present a qualitative discussion of our results, including the consistency with strongly-interacting systems in which the entropy of a subsystem may decrease with time.

2. Main ideas.

A priori, the probability of having a thermodynamic arrow of time is very low. However, our idea is to think in terms of *conditional* probabilities. Given that a thermodynamic arrow exists, what can we, by statistical arguments, infer from that?

To answer this question, let us start from the laws of an underlying microscopic theory. We assume that dynamics of microscopic degrees of freedom is described by a set of second-order differential equations (with derivatives with respect to time) which are invariant under the time inversion $t \rightarrow -t$. Thus, both directions of time have a priori equal roles. To specify a unique

solution of the dynamical equations of motion, one also needs to choose some "initial" time t_0 , on which initial conditions are to be specified. (The "initial" time does not necessarily need to be the earliest time at which the universe came into the existence. For any t_0 at which the initial conditions are specified, the dynamical equations of motion uniquely determine the state of the universe for both $t > t_0$ and $t < t_0$.) It is a purely conventional particular instant on time, which may be even in the "future". Indeed, in this paper we adopt the "block-universe" picture of the world (see, e.g., [4, 17, 18, 19] and references therein), according to which time does not "flow". Instead, the universe is a "static" object extended in 4 space-time dimensions.

Of course, the *a priori* probability of small entropy at t_0 is very low. But *given that* entropy at t_0 is small, what is the conditional probability that there is a thermodynamic arrow of time? It is, of course, very high. However, given that entropy at t_0 is low, the most probable option is that entropy increases in *both* directions with a minimum at t_0 . On the other hand, in practice, at times at which we make measurements, the entropy is indeed low, but entropy does not increase in both directions. Instead, it increases in only one direction. This is because, on a typical t_0 , not only the "initial" entropy is specified, but a particular direction of the entropy increase is specified as well. At the microscopic level, this is related to the fact that on t_0 one does not only need to specify the initial particle positions, but also their initial velocities.

And now here comes the central question of this section. Given that at t_0 the entropy is low, why entropy at increases in the same (say, positive) direction everywhere? Isn't it more probable that the direction of entropy-increase varies from point to point at t_0 ? If so, then why don't we observe it? In other words, why the arrow of time is *universal*, having the same direction everywhere for a given t_0 , having the same direction everywhere for a given t_0 ? We refer to this problem as the problem of *universality of the arrow of time*.

In this paper we argue that *this* problem can be solved by statistical physics. In short, our solution is as follows. If we ignore the interactions between different degrees of freedom, then, given that at t_0 the entropy is low, the most probable option is, indeed, that the direction of the arrow of time varies from point to point. On the other hand, if different degrees of freedom interact with each other, then it is no longer the most probable option. Instead, even if the direction of the arrow of time varies from point to point at t_0 , the interaction provides a natural mechanism that aligns all time arrows to the same direction.

To illustrate the arrow-of-time dilemma, the thought experiments of Loschmidt (time reversal paradox) and Poincare (recurrence theorem) are also often used. The corresponding paradoxes in classical mechanics are resolved as follows. Classical mechanics allows, at least in principle, to exclude any effect of the observer on the observed system. However, most realistic systems are chaotic, so a weak perturbation may lead to an exponential divergence of trajectories. In addition, there is also a non-negligible interaction. As a simple example, consider a gas expanding from a small region of space into a large volume. In this entropy-increasing process the time evolution of macroscopic parameters is stable against small external perturbations. On the other hand, if all the velocities are reversed, then the gas will end up in the initial small volume, but only in the absence of any perturbations. The latter entropy-decreasing process is clearly unstable and a small external perturbation would trigger a continuous entropy growth. Thus the entropy increasing processes are stable, but the decreasing ones are not. A natural consequence is that the time arrows (the directions of which are defined by the entropy growth) of both the observer and the observed system are aligned to the same direction, because of the inevitable non-negligible interaction between them. They can return back to the initial state only together (as a whole system) in both Loschmidt and Poincare paradoxes, so the observer's memory gets erased in the end. During this process the time arrow of the observer points in the backward direction, this has two consequences. First, an entropy growth is observed in the whole system as well as in its two parts, despite the fact that entropy decreases with coordinate time. Second, the memory of the observer is erased not only at the end but also close to that point, because the observer does not remember his "past" (defined with respect to the coordinate time), but remembers his "future".

Indeed, it may seem quite plausible that interaction will align all time arrows to the same direction. But the problem is - which direction? The forward direction or the backward one? How can any particular direction be preferred, when both directions are *a priori* equally probable? Is the common direction chosen in an effectively random manner, such that it cannot be efficiently predicted? Or if there are two subsystems with opposite directions of time at t_0 , will the "stronger" subsystem (i.e., the one with a larger number of degrees of freedom) win, such that the joint system will take the direction of the "stronger" subsystem as their common direction?

The answer is as follows: It is all about conditional probabilities. One cannot question the facts which are already known, irrespective of whether these facts are in "future" or "past". The probabilistic reasoning is to be applied to only those facts which are not known yet. So, let us assume that the entropy is low at t_0 and that we have two subsystems with opposite time directions at t_0 . Let us also assume that the subsystems do not come into a mutual interaction before t_1 (where $t_1 > t_0$), after which they interact with each other. Given all that, we *know* that, for $t_0 < t < t_1$, entropy increases with time for one subsystem and decreases with time for another subsystem. But what happens for $t > t_1$? Due to the interaction, the two subsystems will have the same direction of time for $t > t_1$. But which direction? The probabilistic answer is: The direction which is more probable, *given* that we know what we already know. But we already know the situation for $t < t_1$ (or more precisely, for $t_0 < t < t_1$), so our probabilistic reasoning can only be applied to $t > t_1$.

It is this *asymmetry in knowledge* that makes two directions of time different. (Of course, the interaction is also asymmetric, in the sense that interaction exists for $t > t_1$, but not for $t_0 < t < t_1$.) Thus, the probabilistic reasoning implies that entropy will increase in the *positive* time direction for $t > t_1$.

Alternatively, if there was no such asymmetry in knowledge, we could not efficiently predict the direction of the arrow of time, so the joint direction would be chosen in an effectively random manner.

Now we can understand why the arrow of time appears to be universal. If there is a subsystem which has an arrow of time opposite to the time-arrow that we are used to, then this subsystem is either observed or not observed by us. If it is not observed, then it does not violate the fact that the arrow of time appears universal to us. If it is observed then it interacts with us, which implies that it cannot have the opposite arrow of time for a long time. In each case, the effect is that *all what we observe must have the same direction of time*. This is similar to the reasoning in [6], with an important difference that our reasoning does not rest on quantum mechanics.

In the remaining sections we support these intuitive ideas by a more quantitative analysis

3. Statistical mechanics of the baker's map

The baker's map (for more details see Appendix) maps any point of the unit square to another point of the same square. We study a collection of $N \gg 1$ such points (called "particles") that move under the baker's map. This serves as a toy model for a "gas" that shares all typical properties of classical Hamiltonian reversible deterministic chaotic systems. Indeed, due to its simplicity, the baker's map is widely used for such purposes [20, 23, 24, 25].

3.1 Macroscopic entropy and ensemble entropy

To define a convenient set of macroscopic variables, we divide the unit square into 4 equal subsquares. Then the 4 variables N_1, N_2, N_3, N_4 , denoting the number of "particles" in the

corresponding subsquares, are defined to be the macroscopic variables for our system. (There are, of course, many other convenient ways to define macroscopic variables, but general statistical conclusion are not expected to depend on this choice.) The macroscopic entropy S_m of a given macrostate is defined by the number of different microstates corresponding to that macrostate, as

$$S_m = -N \sum_{k=1}^4 \frac{N_k}{N} \log\left(\frac{N_k}{N}\right) = -\sum_{k=1}^4 N_k \log\left(\frac{N_k}{N}\right) \quad (1)$$

This entropy is maximal when the distribution of particles is uniform, in which case S_m is $S_m^{\max} = N \log 4$. Similarly, the entropy is minimal when all particles are in the same subsquare, in which case $S_m = 0$.

Let (x, y) denote the coordinates of a point on the unit square. In physical language, it corresponds to the particle position in the 2-dimensional phase space. For N particles, we consider a statistical ensemble with a probability density $\rho(x_1, y_1, \dots; x_N, y_N; t)$ on the $2N$ dimensional phase space. Here t is the evolution parameter, which takes discrete values $t = 0, 1, 2, \dots$ for the baker's map. Then the *ensemble entropy* is defined as

$$S_e = -\int \rho(x_1, y_1, \dots; x_N, y_N; t) \log \rho(x_1, y_1, \dots; x_N, y_N; t) dX \quad (2)$$

where

$$dX = dx_1 dy_1 \dots dx_N dy_N \quad (3)$$

In general, ρ and S_e change during the evolution generated by the baker's map and depend on the initial ρ . However, if the initial probability-density function has a form

$$\rho(x_1, y_1, \dots; x_N, y_N) = \rho(x_1, y_1) \dots \rho(x_N, y_N) \quad (4)$$

which corresponds to an uncorrelated density function, then the probability-density function remains uncorrelated during the evolution.

As an example, consider $\rho(x_i, y_i)$ which is uniform within some subregion Σ (with area $A < 1$) of the unit square, and vanishes outside of Σ . In other words, let

$$\rho(x_i, y_i, t) = \begin{cases} 1/A & \text{for } (x_i, y_i) \text{ inside } \Sigma \\ 0 & \text{for } (x_i, y_i) \text{ outside } \Sigma \end{cases} \quad (5)$$

In this case

$$S_e = -\left(\frac{1}{A}\right)^N \log\left(\frac{1}{A}\right)^N A^N = N \log A \quad (6)$$

Since A does not change during the baker's map evolution, we see that S_e is constant during the baker's map evolution. This example can be used to show that S_e is, in fact, constant for *arbitrary* initial probability function. To briefly sketch the proof, let us divide the unit $2N$ -dimensional box into a large number of small regions \sum_a , on each of which the probability is equal to ρ_a . During the evolution, each region \sum_a changes the shape, but its $2N$ -dimensional "area" A_a remains the same. Moreover, the probability ρ_a on the new \sum_a also remains the same. Consequently, the ensemble entropy $S_e = -\sum_a A_a^N \rho_a \log \rho_a$ remains the same as well. This is the basic idea of a discrete version of the proof, but a continuous version can be done in a similar way.

3.2 Appropriate and inappropriate macroscopic variables

The macroscopic variables defined in the preceding subsection have the following properties:

1. For most initial microstates having the property $S_m < S_m^{\max}$, S_m increases during the baker's map.
2. For most initial microstates having the property $S_m = S_m^{\max}$, S_m remains constant during the baker's map.
3. The two properties above do not change when the baker's map is perturbed by a small noise.

We refer to macrovariables having these properties *as appropriate* macrovariables.

Naively, one might think that any seemingly reasonable choice of macrovariables is appropriate. Yet, this is not really the case. Let us demonstrate this by an example. Let us divide the unit square into 2^M equal vertical strips ($M \gg 1$). We define a new set of macrovariables as the numbers of particles inside each of these strips. Similarly to (1), the corresponding macroscopic entropy is

$$S_m = -\sum_{k=1}^{2^M} N_k \log \left(\frac{N_k}{N} \right), \quad (7)$$

where N_k is the number of particles in strip k . For the initial condition, assume that the gas is uniformly distributed inside odd vertical strips, while even strips are empty. Then $S_m < S_m^{\max}$ initially. Yet, for a long time during the baker's evolution, S_m does not increase for any initial microstate corresponding to this macrostate. However, during this evolution the number of filled strips decreases and their thickness increases, until only one thick filled vertical strip remains. After that, S_m starts to increase. We also note that the evolution towards the single strip can be easily destroyed by a small perturbation.

Thus we see that vertical strips lead to inappropriate macrovariables. By contrast, horizontal strips lead to appropriate macrovariables. (Yet, the macrovariables in (1) are even more appropriate, because they lead to much faster growth of S_m .) This asymmetry between vertical and horizontal strips is a consequence of the intrinsic asymmetry of the baker's map with respect to vertical and horizontal coordinates. This asymmetry is analogous to the asymmetry between canonical coordinates and moments in many realistic Hamiltonian systems of classical mechanics. Namely, most realistic Hamiltonian systems contain only local interaction between particles, where locality refers to a separation in the coordinate (not momentum!) space.

Finally, we note that evolution of the macroscopic variables $N_k(t)$, $k = 1, 2, 3, 4$, is found by averaging over ensemble in the following way

$$N_k(t) = \int N_k(x_1, y_1, \dots, x_N, y_N; t) \rho(x_1, y_1, \dots, x_N, y_N; t) dX. \quad (8)$$

3.3 Coarsening

As we have already said, the ensemble entropy (unlike macroscopic entropy) is always constant during the baker's map evolution. One would like to have a modified definition of the ensemble entropy that increases similarly to the macroscopic entropy. Such a modification is provided by *coarsening*, which can be defined by introducing a coarsened probability-density function

$$\rho^{coar}(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) = \int \Delta(x_1 - x'_1, y_1 - y'_1; \dots; x_N - x'_N, y_N - y'_N) \times \rho(x'_1, y'_1; \dots; x'_N, y'_N) dX', \quad (9)$$

where Δ is nonvanishing in some neighborhood of $X' = 0, 0; \dots; 0, 0$. In this way, the coarsened ensemble entropy is

$$S_e^{coar} = - \int \rho^{coar}(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) \log \rho^{coar}(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) dX \quad (10)$$

Of course, the function Δ can be chosen in many ways. In the following we discuss a few examples.

One example is the Boltzmann coarsening, defined by

$$\rho^{coar}(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) = \rho(x_1, y_1) \dots \rho(x_N, y_N), \quad (11)$$

where

$$\rho(x_1, y_1) = \int \rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) dx_2 dy_2 \dots dx_N dy_N, \quad (12)$$

and similarly for other $\rho(x_l, y_l)$

Another example is isotropic coarsening, having a form

$$\Delta(x_1 - x'_1, y_1 - y'_1; \dots; x_N - x'_N, y_N - y'_N) = \Delta(x_1 - x'_1) \Delta(y_1 - y'_1) \dots \Delta(x_N - x'_N) \Delta(y_N - y'_N). \quad (13)$$

Yet another example is the Prigogine coarsening [20]

$$\Delta(x_1 - x'_1, y_1 - y'_1; \dots; x_N - x'_N, y_N - y'_N) = \Delta(y_1 - y'_1) \dots \Delta(y_N - y'_N), \quad (14)$$

which is an anisotropic coarsening over the shrinking direction.

Finally, let us mention the coarsening based on dividing the system into two smaller interacting subsystems. The coarsened ensemble entropy for the full system is defined as the sum of uncoarsened ensemble entropies of its subsystems. Such coarsened entropy ignores the correlations between the subsystems.

All these types of coarsening have the following property: If the initial microstate is such that macroscopic entropy increases, then the coarsened ensemble entropy also increases for that initial microstate. Yet, the Prigogine coarsening has the following advantages over Boltzmann and isotropic coarsenings:

First, if the initial microstate is such that the macroscopic entropy *decreases*, then the Prigogine coarsened ensemble entropy does *not* decrease, while the Boltzmann and isotropic coarsened ensemble entropies decrease.

Second, assume that the initial microstate is such that the macroscopic entropy increases, and consider some "final" state with a large macroscopic entropy close to the maximal one. After this final state, consider it's "inverted" state, (i.e., the state with exchanged x and y). Then the Prigogine coarsened ensemble entropy decreases in jump during such transform from the high-entropy final state to it's "inverted" state, while the Boltzmann and isotropic coarsened ensemble entropies remain unchanged.

Thus, the Prigogine coarsening provides the most correct description of the ensemble-entropy increase law without any additional assumptions. For example, to get the same result with Boltzmann coarsening, one would need to introduce the additional "molecular chaos hypothesis" to replace $\rho(x_1, y_1; x_2, y_2)$ with $\rho(x_1, y_1)\rho(x_2, y_2)$ in the equation of motion for $\rho(x, y, t)$.

4. The effects of weak interactions

4.1 Small external perturbations

The growth of the ensemble entropy can be achieved even without coarsening, by introducing a small external perturbation of the baker's map. The perturbation must be small enough not to destroy the growth of macroscopic entropy, but at the same time, it must be strong enough to destroy the reverse processes and Poincare returns. For most such perturbations, the qualitative features of the evolution do not depend much on details of the perturbation.

There are two ways how the external perturbation can be introduced. One way is to introduce a small external random noise. The macroscopic processes with the increase of macroscopic entropy are stable under such a noise. However, the area of a region is no longer invariant under the perturbed baker's map. In this way the ensemble entropy can increase.

The other way is to introduce a weak interaction with the environment (which can be thought of as an "observer"). Again, the macroscopic processes with the increase of macroscopic entropy are stable, but the area of a region is no longer invariant under the perturbed baker's map. Consequently, the ensemble entropy can increase. However, such a system is no longer isolated. Instead, it is a part of a larger system divided into two subsystems. Hence, as we have already explained in Sec.3.3, the coarsened ensemble entropy for the full system can be defined as the sum of uncoarsened ensemble entropies of its subsystems. In the next subsection we study the weak interactions with the environment in more detail.

4.2 Weak interaction and the destruction of opposite time arrows

To proceed, one needs to choose some specific interaction between two gases. In the absence of interaction, each of them evolves according to the baker's map. We put the two unit squares one

above another and specify the interaction with distance σ such that, between two steps of the baker's map, all closest pairs of particles (with distance smaller than σ between them) exchange their positions. (More precisely, we first find the pair of closest particles (with distance smaller than σ between them) and exchange their positions. After that, we find the second pair of closest particles (with distance smaller than σ between them and different from previously chosen particles) and exchange their positions too. We repeat this procedure until we exhaust all particles.) The interactions happen *only* between the particles in different subsystems. It has not sense to introduce such interaction inside of subsystems. Indeed, such interaction does not affect the motion of the particles, but gives rise to the mixing between the two subsystems when two particles of the pair belong to different subsystems. When they belong to the same system, we interpret them as trivial irrelevant exchanges, and consequently think of them as exchanges that have not happened at all.

Note also that such mixing by itself does not lead to the Gibbs paradox, as long as we consider the two unit squares as separate objects. The macroscopic entropy is defined as the sum of macroscopic entropies of the two subsystems.

Now let us consider the case in which the time arrows of the two subsystems have the same direction. The processes in which the macroscopic entropies of the two subsystems increase are stable under the interaction. Thus, most low-entropy initial conditions lead to a growth of macroscopic entropy of both subsystems, as well as of the full system.

Similarly, if we inverse a process above with increasing macroscopic entropy, we obtain a system in which macroscopic entropy of both subsystems, as well as of the full system - *decreases*. In this sense, the interaction does not ruin the symmetry between the two directions of time.

Now let us consider the most interesting case, in which entropy increases in the first subsystem and decreases in the second. The initial state of the first subsystem has low entropy (for example, all particles are in some small square near the point (0, 0) of the unit square). Likewise, the second system has low entropy (for example, all particles are in some small square near the point (1, 1) of the unit square) in the state

If there was no interaction, the final state of the first subsystem would be a high-entropy state corresponding to a nearly uniform distribution of particles. Likewise, the initial state of the second system would be a high-entropy state of the same form.

However, the solutions above with two opposite arrows of time are no longer solutions when the interaction is present. In most cases, the interaction mixes the particles between the subsystems. The number of solutions with interaction which have the initial-final conditions prescribed above is very small, in fact *much smaller than the number of such solutions in the absence of interaction*.

Let us make the last assertion more quantitative. After an odd number of (non-trivial) exchanges, the particle transits to the other subsystem. Likewise, after an even number of such exchanges, it remains in the same subsystem. The probabilities for these two events are equal to $p = 1/2$ and do not depend on other particles, at least approximately. Further, we can argue that the mixing between the two subsystems is negligible in the initial and final states, as the entropies of the two subsystems are very different. We want to calculate the probability of a small mixing in the final state, given that the mixing is small in the initial state. For definiteness, we shall say that the mixing is small if the number N_t , of transited particles is either $N_t < N/4$, or $N_t > 3N/4$. Thus, the probability is given by the cumulative binomial distribution $F(N_t; N, 1/2)$, given by

$$F(k; n, p) = \sum_{i=0}^{\lfloor k \rfloor} \binom{n}{i} p^i (1-p)^{n-i} \quad (15)$$

where $[k]$ is the greatest integer less than or equal to k . The function $F(k; n, p)$, satisfies the bound

$$F(k; n, p) < \exp\left(-2 \frac{(np - k)^2}{n}\right) \quad (16)$$

Thus, since the opposite time arrows of subsystems are not destroyed when $N_i < N/4$ or $N_i > 3N/4$, we see that the probability of this is equal to

$$2F(N/4; N, 1/2) < 2 \exp(-N/8) \quad (17)$$

Clearly, it decreases exponentially with N , which means that such a probability is negligibly small for large N . Hence, it is almost certain that processes with opposite time arrows will be destroyed

In the model above, we need a nearly equal number of particles in the two subsystems to destroy the opposite time arrows. This is because one particle can influence the motion of only one close particle. For more realistic interactions, one particle can influence the motion of a large number of particles in its neighborhood, which means that even a very small number of particles in one system can destroy the entropy decreasing processes of the other system.

4.3 Decorrelation in the interacting system

Hamiltonian systems are described not only by a macrostate, but also by complex nonlinear correlations between microstates. These correlations are responsible for reversibility. The interaction between two subsystems destroys these correlations inside the subsystems, but the full system remains reversible, i.e., the correlations appear in the full system. Thus, the decorrelation in the subsystems expands the correlations over the full system. (This process is a classical analogue of decoherence in quantum mechanics.)

Let us put these qualitative ideas into a more quantitative form. Linear (Pearson) correlations have a behavior very similar to the nonlinear correlations described above. The only difference is that these linear correlations decrease with time. The interaction we proposed can be approximated by a random noise with amplitude corresponding to a distance σ of the interaction between the particles.

Therefore, we expect that the interaction not only causes the alignment of the time arrows, but also decay of correlation which is even stronger than that without the interactions (Sec. A.5). During this process the evolution of subsystems is irreversible, but the full system remains reversible.

We can quantify this decay of correlations by calculating the Pearson correlation for our subsystems, given by

$$r(m) = \frac{C(m)}{\sqrt{C(0) \langle C^m(0) \rangle}}, \quad (18)$$

where $\langle C^m(0) \rangle$ is the expected variance of the random variable x , calculated after m iterations of the map. The variance $C^m(0)$ can be calculated as

$$C^m(0) = \sum_{j=0}^{2^m-1} \int_{j2^{-m}}^{(j+1)2^{-m}} (2^m x - j - \langle x \rangle + S)^2 dx \quad (19)$$

where S is a random number defined as $S = \sum_{k=0}^{m-1} 2^k \zeta_k$. Here ζ_k is an i.i.d. random number with zero mean and variance σ^2 , which models the influence of interactions on the evolution of the system. After a short calculation we get

$$\langle C^m(0) \rangle = C(0) + \langle S^2 \rangle = C(0) + \sum_{k,k'=0}^{m-1} 2^{k+k'} \langle \zeta_k \zeta_{k'} \rangle. \quad (20)$$

Using the properties of i.i.d. variables $\langle \zeta_k \zeta_{k'} \rangle = \delta_{kk'} \sigma^2$, it follows that

$$\langle C^m(0) \rangle = C(0) + \frac{2^{2m} - 1}{3} \sigma^2 \quad (21)$$

It is clear that the interactions will enhance the decay of correlations of at least linear dependencies, because

$$r(m) = \frac{2^{-m}}{\sqrt{1 + 4(2^{2m} - 1)\sigma^2}} \quad (22)$$

Yet, for the full system the Pearson correlation $r(m) = 2^{-m}$ remains the same. Since $\langle S^2 \rangle^{1/2}$ must be much smaller than the system size (unit square), we can conclude that our assumptions resulting in (22) are correct only for $\langle S^2 \rangle = [(2^{2m} - 1)/3]\sigma^2 \ll 1$ and $\sigma^2 / 2^{-2m} \ll 1$.

4.4 Numerical simulation

So far, we have been using general abstract arguments. In this subsection we support these arguments by a concrete numerical simulation.

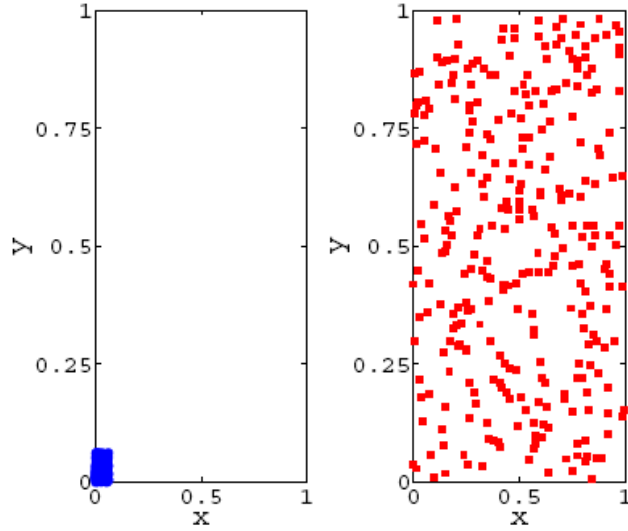


Рис. 1 The initial particle configuration at $t = 1$.

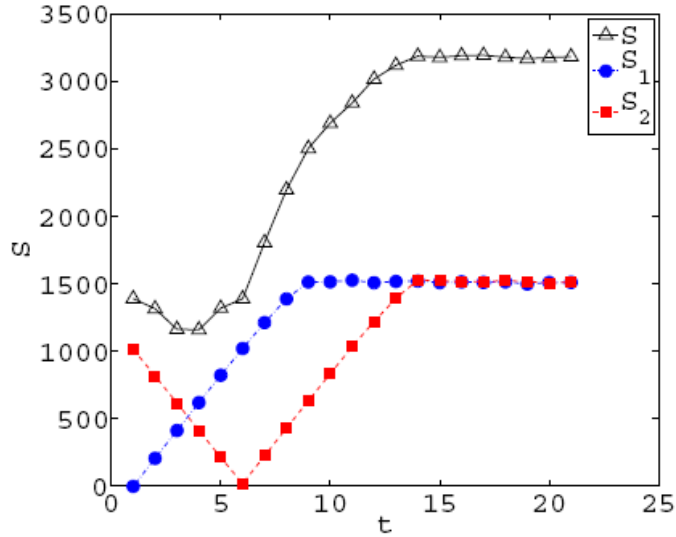


Рис. 2 Evolution of entropy without interaction.

We consider two subsystems (labeled as 1 and 2), each with $N_1 = N_2 = 300$ particles. The two subsystems occupy two unit squares. To define the coarsened entropy, each unit square is divided into $16 \times 16 = 256$ small squares. Thus, the entropy in the two subsystems is given by

$$S_i = -N_i \sum_{k=1}^{512} f_{k,i} \log f_{k,i}, \quad (23)$$

where $i = 1, 2$, $f_{k,i} = n_{k,i} / N_i$ and $n_{k,i}$ is the number of particles in the corresponding small square. Similarly, the total entropy is defined as

$$S = -(N_1 + N_2) \sum_{k=1}^{512} f_k \log f_k, \quad (24)$$

where $f_k = (n_{k,1} + n_{k,2}) / (N_1 + N_2)$

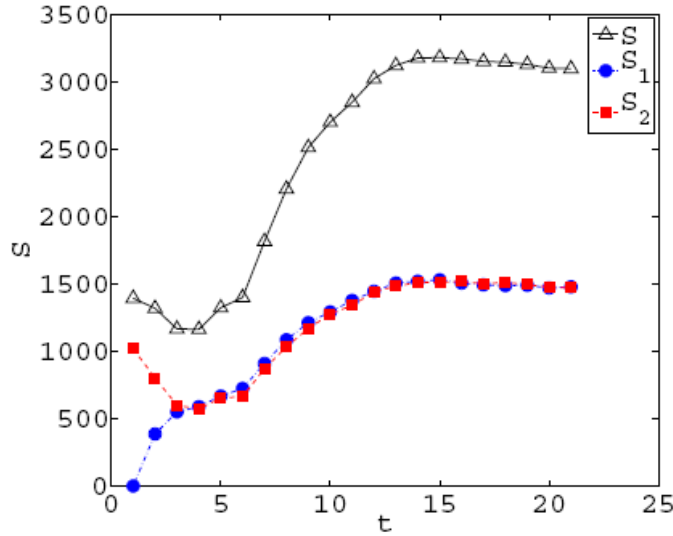


Рис. 3 Evolution of entropy with interaction.

For the system 1 we choose a zero-entropy initial state at $t = 1$ (see Fig. 1).). Similarly, for the system 2 we choose a zero-entropy “initial” state at $t = 6$. Such initial conditions provide that, in the absence of interactions, S1 increases with time, while S2 decreases with time for $t < 6$.

To avoid numerical problems arising from the finite precision of computer representation of rational numbers, (27) is replaced by $x' = ax - [ax]$, $y' = (y + [ax]) / 2$, with $a = 1.999999$. The results of a numerical simulation are presented in Fig. 1 and Fig. 2.

To include the effects of interaction, we define interaction in the following way. (For the sake of computational convenience, it is defined slightly differently than in Sec.4.2.) We take a small range of interaction

$r_y = 0.01$ in the y -direction, which can be thought of as a parameter that measures the weakness of interaction. (Recall that y and x are analogous to a canonical coordinate and a canonical momentum, respectively, in a Hamiltonian phase space.) The interaction exchanges the closest pairs similarly as in Sec. 4.2, but now “the closest” refers to the distance in the y -direction, and there is no exchange if the closest distance is larger than r_y .

In addition, now interaction is defined such that only the x -coordinates of the particles are exchanged. By choosing the same initial conditions at $t = 1$ as in the non-interacting case (Fig. 1), the results of a numerical simulation with the interaction are presented in Fig. 3. We see that with interaction (Fig. 3) S_2 starts to increase at earlier times than without interaction (Fig. 2).

5 Discussion

In this paper, we have used the toy model based on the baker's map to demonstrate features which seem to be valid for general systems described by reversible Hamiltonian mechanics. Clearly, for such systems one can freely choose either final or initial conditions, but one cannot freely choose mixed initial-final conditions. Mixed initial-final conditions are conditions when canonical variables for the first part of particles are defined in initial state and canonical variables for the second part of particles are defined in final state. For most such mixed initial-

final conditions, an appropriate solution (of the Hamiltonian equations of motion) does not exist. Similarly, our toy model suggests that for most Hamiltonians with weak interactions, the number of solutions with given coarse-grained initial-final conditions is much smaller than the number of solutions with only coarse-grained initial or only coarse-grained final conditions. This explains why, in practice, we never observe subsystems with opposite arrows of time, i.e., why the arrow of time is universal.

In a sense, this destruction of opposite arrows of time is similar to ergodicity. Both properties are valid for all practical purposes only, they are not exact laws. They are true for most real systems, but counterexamples can always be found [21, 22]. . Also, they both may seem intuitively evident, but to prove them rigorously is very difficult. For ergodicity the relevant rigorous result is the KAM (Kolmogorov-Arnold-Moser) theorem, while for the destruction of the opposite time arrows a rigorous theorem is still lacking.

Our results also resolve the "contradiction" between the Prigogine's "New Dynamics" [20] (discussed in Sec. 3.3 of the present paper) and Bricmont's comments [26]. Dynamics of interacting systems we can be divided into two types of dynamics:

1. Reversible *ideal dynamics* is considered with respect to the coordinate time, in which case entropy can either decrease or increase.
2. Irreversible *observable dynamics* is considered with respect to the intrinsic time arrows of interacting systems, in which case entropy increases as we can see above.

In the framework of this terminology, the Prigogine's "New Dynamics" [20] is one of the forms of the observable dynamics, while the Bricmont's paper [26] considers ideal dynamics. In particular, the observable dynamics does not include Poincare's returns and reversibility that are indeed unobservable by a real observer, which makes it simpler than ideal dynamics. Yet, in principle, both types of dynamics are correct.

It should also be noted that our results are not in contradiction with the existence of dissipative systems [27] (such as certain self-organizing biological systems) in which entropy of a subsystem can decrease with time, despite the fact that entropy of the environment increases. The full-system entropy (including the entropies of both the dissipative system and the environment) increases, which is consistent with the entropy-increase law. For such systems, it is typical that the interaction with the environment is *strong*, while results of our paper refer to *weak* interactions between the subsystems. For example, for existence of living organisms, a strong energy flow from the Sun is needed. The small flow from the stars is not sufficient for life, but is sufficient for the decorrelation and for the alignment of the time arrows. To quote from [6] : "However, an observer is macroscopic by definition, and all remotely interacting macroscopic systems become correlated very rapidly (e.g. Borel famously calculated that moving a gram of material on the star Sirius by 1m can influence the trajectories of the particles in a gas on earth on a time scale of μs [28])."

Appendix A. Basic properties of the baker's map

In this appendix we present some basic properties of the baker's map. More details can be found, e.g., in [29].

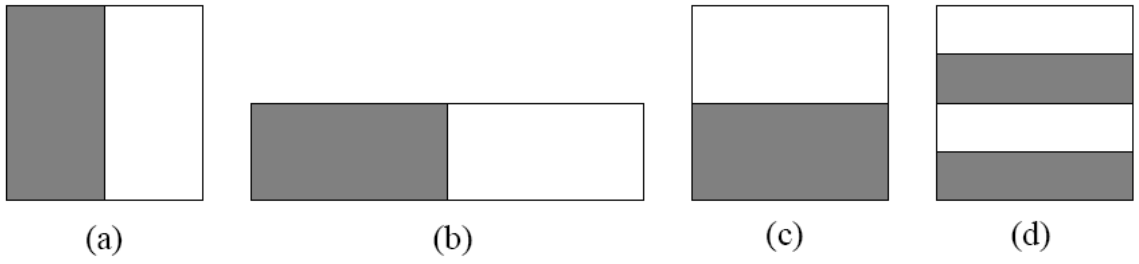


Fig. 4. Geometric interpretation of the baker's map. (a) Initial configuration. (b) Uniform squeezing in vertical direction and stretching in horizontal direction by a factor of 2. (c) The final configuration after cutting the right half and putting it over the left one. (d) The final configuration after two iterations.

A.1 Definition of the baker's map

Consider a binary symbolic sequence.

$$...S_{-2}, S_{-1}, S_0; S_1, S_2, S_3, \dots \quad (25)$$

infinite on both sides. Such a sequence defines two real numbers

$$x = 0.S_1S_2S_3\dots, \quad y = 0.S_0S_{-1}S_{-2}\dots \quad (26)$$

The sequence can be moved reversibly with respect to the semicolon in both directions. After the left shift we get new real numbers

$$x' = 2x - [2x], \quad y' = \frac{1}{2}(y + [2x]), \quad (27)$$

where $[x]$ is the greatest integer less than or equal to x . This map of unit square into itself is called the *baker's map*.

The baker's map has a simple geometrical interpretation presented in Fig.4. There (a) is the initial configuration and (c) is the final configuration after one baker's iteration, with an intermediate step presented in (b). The (d) part represents the final configuration after two iterations.

A.2 Unstable periodic orbits

The periodic symbolic sequences (0) and (1) correspond to fixed points $(x, y) = (0, 0)$ and $(x, y) = (1, 1)$, respectively. The periodic sequence (10) corresponds to the period-2 orbit $\{(1/3, 2/3), (2/3, 1/3)\}$. From periodic sequence $...001; 001\dots$ we get $\{(1/7, 4/7), (2/7, 2/7), (4/7, 1/7)\}$. Similarly, from $...011; 011\dots$ we get $\{(3/7, 6/7), (6/7, 3/7), (5/7, 5/7)\}$.

Any x and y can be approximated arbitrarily well by $0.X_0\dots X_n$ and $0.Y_0\dots Y_m$, respectively, provided that n and m are sufficiently large. Therefore the periodic sequence $(Y_m\dots Y_0X_0\dots X_n)$, can approach any point of the unit square arbitrarily close. Thus, the set of all periodic orbits makes a dense set on the unit square.

A.3 Ergodicity, mixing, and area conservation

Due to stretching in the horizontal direction, all close points diverge exponentially under the baker's iterations. In these iterations, a random symbolic sequence approaches any point of the square arbitrarily close. In general, such an ergodic property can be used to replace the "time" average $\langle A \rangle$ by the "ensemble" average

$$\langle A \rangle = \sum_n A(x_n, y_n) = \int A(x, y) d\mu(x, y) = \int A(x, y) \rho(x, y) dx dy, \quad (28)$$

where $d\mu(x, y)$ is the invariant measure and $\rho(x, y)$ is the invariant density for the map. For the baker's map, $\rho(x, y) = 1$.

Under the baker's iterations, any region maps into a set of narrow horizontal strips. Eventually, it fills uniformly the whole unit square, which corresponds to mixing. Similarly, reverse iterations map the region into narrow vertical strips, which also corresponds to mixing.

During these iterations, the area of the region does not change. This property is the area conservation law for the baker's map.

A.4 Показатели степени Ляпунова, сжимающиеся и растягивающиеся направления

If $x_0^{(1)}$ and $x_0^{(2)}$ have equal k first binary digits, then, for $n < k$,

$$x_n^{(2)} - x_n^{(1)} = 2^n (x_0^{(2)} - x_0^{(1)}) = (x_0^{(2)} - x_0^{(1)}) e^{n \log 2}, \quad (29)$$

where $\Lambda = \log 2$ is the first positive Lyapunov exponent for the baker's map. Consequently, the distance between two close orbits increases exponentially with increasing n , and after k iterations becomes of the order of 1. This property is called sensitivity to initial conditions. Due to this property, all periodic orbits are unstable.

Since the area is conserved, the stretching in the horizontal direction discussed above implies that some shrinking direction must also exist. Indeed, the evolution in the vertical y -direction is opposite to that of the horizontal x -direction. If $(x_0^{(1)}, y_0^{(1)})$ and $(x_0^{(2)}, y_0^{(2)})$ are two points with $x_0^{(1)} = x_0^{(2)}$, then

$$y_n^{(2)} - y_n^{(1)} = 2^{-n} (y_0^{(2)} - y_0^{(1)}) = (y_0^{(2)} - y_0^{(1)}) e^{n(-\log 2)}. \quad (30)$$

Hence $\Lambda = -\log 2$ is the second negative Lyapunov exponent for the baker's map.

A.5 Decay of correlations

Since x -direction is the unstable direction, the evolution in that direction exhibits a decay of correlations. The average correlation function $C(m)$ for a sequence x_k is usually defined as

$$C(m) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (x_k - \langle x \rangle)(x_{k+m} - \langle x \rangle), \quad (31)$$

where $\langle x \rangle = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^n x_k / n$. Correlations can be more easily calculated if one knows the invariant measure $\mu(x)$, in which case

$$C(m) = \int (x - \langle x \rangle)(f^m(x) - \langle x \rangle) d\mu(x), \quad (32)$$

where $f^m(x) = x_m$ is the function that maps the variable x to its image after m iterations of the map. For the baker's map $d\mu(x) = dx$, so we can write

$$C(m) = \sum_{j=0}^{2^m-1} \int_{j2^{-m}}^{(j+1)2^{-m}} (x - \langle x \rangle)(2^m x - j - \langle x \rangle) dx, \quad (33)$$

which yields

$$C(m) = \sum_{j=0}^{2^m-1} \left[2^m \frac{x^3}{3} - (2^m \langle x \rangle + \langle x \rangle) \frac{x^2}{2} + \langle x \rangle^2 x - j \left(\frac{x^2}{2} - \langle x \rangle x \right) \right]_{j2^{-m}}^{(j+1)2^{-m}} \quad (34)$$

For the baker's map $\langle x \rangle = 1/2$, so the sum above can be calculated explicitly

$$C(m) = \frac{2^{-m}}{12} \quad (35)$$

This shows that the correlations decay exponentially with m . The Pearson correlation for the system is given by

$$r(m) = C(m) / C(0) = 2^{-m} \quad (36)$$

Bibliography

1. H. Reichenbach, The Direction of Time (University of California Press, Los Angeles, 1971).
2. P.C.W. Davies, The Physics of Time Asymmetry (Surrey University Press, London, 1974).
3. R. Penrose, The Emperor's New Mind (Oxford University Press, 1989).
4. H. Price, Time's Arrow and Archimedes' Point (Oxford University Press, New York, 1996).
5. H.D. Zeh, The Physical Basis of the Direction of Time (Springer, Heidelberg, 2007).
6. L. Maccone, Phys. Rev. Lett. 103, 080401 (2009).
7. L. Vaidman, quant-ph/9609006.

8. Kupervasser, nlin/0407033.
9. Kupervasser, nlin/0508025.
10. D. Jennings, T. Rudolph, Phys. Rev. Lett. 104, 148901 (2010).
11. Kupervasser, D. Laikov, arXiv:0911.2610.
12. H. Nikolić, arXiv:0912.1947.
13. L. Maccone, arXiv:0912.5394.
14. H.D. Zeh, Entropy 7, 199 (2005).
15. H.D. Zeh, Entropy 8, 44 (2006).
16. Kupervasser, arXiv:0911.2076.
17. G.F.R. Ellis, Gen. Rel. Grav. 38, 1797 (2006).
18. H. Nikolic, Found. Phys. Lett. 19, 259 (2006).
19. H. Nikolic, http://www.fqxi.org/data/essay-contestfiles/Nikolic_FQXi_time.pdf.
20. Prigogine, From Being to Becoming (W.H. Freeman and Company, New York, 1980)
21. L.S. Schulman, Phys. Rev. Lett. 83, 5419 (1999).
22. L.S. Schulman, Entropy 7, 208 (2005).
23. Y. Elskens, R. Kapral, J. Stat. Phys. 38, 1027 (1985).
24. P. Gaspard, J. Stat. Phys. 68, 673 (1992).
25. G.C. Hartmann, G. Radons, H.H. Diebner, O.E. Rossler, Discrete Dynamics in Nature and Society 5, 107 (2000).
26. J. Bricmont, chaos-dyn/9603009.
27. Prigogine, Self-organization in nonequilibrium systems (John Wiley & Sons, 1977).
28. E. Borel, Le Hasard (Alcan, Paris, 1914).
29. D.J. Driebe, Fully Chaotic Maps and Broken Time Symmetry (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1999).
30. W. Thomson, Proc. of the Royal Soc. of Edinburgh, 8, 325 (1874), reprinted in S.G. Brush, Kinetic Theory, Pergamon, Oxford, (1966).
31. Joel L. Lebowitz, Microscopic Reversibility and Macroscopic Behavior: Physical Explanations and Mathematical Derivations. Turkish Journal of Physics, 19 PP.1-20 (1995). Also in 25 Years of Non-Equilibrium Statistical Mechanics, Proceedings of Sitges Conference, Barcelona, Spain (1994); in Lecture Notes in Physics, J.J. Brey, J. Marro, J.M. Rubi and M. San Miguel (eds.), Springer, (1995) Texas PP. 96-163; Los Alamos cond-mat/9605183.

Chapter 2. The Universal Arrow of Time: Quantum Mechanics

0. Abstract: Solution of Schrodinger's cat paradox, Wigner's friend paradox, paradox of a kettle which will never begin to boil

This paper is a natural continuation of our previous paper [1] and Chapter 1 of this essay. We illustrated earlier that in classical Hamilton mechanics, for overwhelming majority of real chaotic macroscopic systems, alignment of their thermodynamic time arrows occurs because of their low interaction. This fact and impossibility to observe entropy decrease at introspection

explain the second law of thermodynamics. The situation in quantum mechanics is even a little bit easier: all closed systems of finite volume are periodic or nearly periodic. The proof in quantum mechanics is in many respects similar to the proof in classical Hamilton mechanics – it also uses small interaction between subsystems and impossibility to observe entropy decrease at introspection. However, there are special cases which were not found in the classical mechanics. In these cases one microstate corresponds to a set of possible macrostates (more precisely, their quantum superposition). Consideration of this property with use of decoherence theory and taking into account thermodynamic time arrows will introduce new outcomes in quantum mechanics. It allows to resolve basic paradoxes of quantum mechanics: (a) to explain the paradox of wave packet reduction at measurements when an observer is included in the system (introspection) (paradox of the Schrodinger cat); (b) to explain unobservability of superposition of macroscopic states by an external observer in real experiments (paradox of Wigner's friend); (c) to prove full equivalence of multi-world and Copenhagen interpretations of quantum mechanics; (d) to explain deviations from the exponential law at decay of particles and pass from one energy level to another (paradox of a kettle which will never begin to boil).

1. Introduction

First of all, it is necessary to note that in our paper, unless other is stipulated, a full system is located in a closed finite volume, contains a finite number of particles and is isolated from environment. These are principal requirements of the entropy increasing law which we consider. The full system can be also described in terms of quantum mechanics laws.

In our previous paper [1] we considered alignment of thermodynamic time arrows in classical Hamilton mechanics leading to proof of the entropy increasing law. Here we intend to consider a quantum case. The reason of alignment of thermodynamic time arrows in quantum mechanics is the same as in the classical mechanics. It is “*entangling*” and “*decoherence*” [2-3, 17, 24-27], that is, low interaction between real chaotic macroscopic systems or a real chaotic macroscopic system in unstable state and a quantum microsystem (process of measurement in quantum mechanics).

Use of phenomenon of alignment of thermodynamic time arrows on quantum mechanics for analysis of widely known paradoxes of quantum mechanics allows their full and consistent resolution. All these paradoxes are caused by *experimental* unobservability for *real macroscopic* bodies of such purely quantum phenomena predicted by a quantum mechanics as (a) superposition of macrostates for the Copenhagen interpretation, or (b) presence of multiple worlds in case of multi-world interpretation.

Indeed, quantum mechanics has the principal difference from classical one: if in classical mechanics one microstate corresponds to just one macrostate, then in quantum mechanics one microstate (*a pure* state characterized by a wave function) can correspond to a set of macrostates. (In other words, this microstate is superposition of microstates corresponding to *various* macrostates). Such situation is not possible in classical mechanics! Moreover, such state can not be considered as a simple *mixed* state, i.e. a classical ensemble of these several macrostates (to be more exact, of macrostates corresponding to them which are included into the superposition) with corresponding probabilities. Evolution of these superpositions and mixed states is different. This difference is related to presence of *interference* terms for superposition (or *quantum correlations* of the worlds for multi-world interpretation). Although this difference is very small for macroscopic bodies, yet it exists. What would prevent to observe this difference experimentally? The same reasons that prevents to observe entropy decreasing because of alignment of thermodynamic time arrows!

Indeed, the more the detailed analysis below shows that experimental manifestations of interference (quantum correlations) are demonstrated in *considerable scale* only at entropy decrease. This process is not observable *in principle* if the observer *is included* into the observable system (*introspection*). Thus, entropy decrease is very difficultly observable if the

observer is not included in the observed macrosystem, because of alignment of thermodynamic time arrows of the observable system and the observer/environment during decoherence. Almost full isolation of the macrosystem from environment / the observer is necessary between observations.

Also, small manifestations of the interference (quantum correlations) at entropy increase cannot be observed at introspection *in principle* (at introspection the full observation will be impossible – only macroparameters can be measured exactly, the full measuring is impossible). They are very difficultly observable for the external observer case because of decoherence with the observer/environment.

2. Qualitative consideration of the problem.

The reason of alignment of thermodynamic time arrows in quantum mechanics, as well as in classical mechanics, is low interaction between real chaotic macroscopic systems. It is a well studied phenomenon named “decoherence” [2-3, 17, 24-27]. It results is not only in widely known “entangling” states of systems but also in alignment of thermodynamic time arrows. (The direction of a thermodynamic time arrow is defined by the direction of the entropy increase). The reason of alignment of thermodynamic time arrows is absolutely the same as in classical Hamilton mechanics: instability of processes with opposite time arrows with respect to small perturbations. These perturbations exist between the observer/environment and the observed system (decoherence).

Similar arguments in the case of quantum mechanics were given in Maccone’s paper [4]. However, therein he formulated that the similar logic is applicable only in quantum mechanics. Incorrectness of this conclusion was shown in our previous papers [1, 5]. The other objection to his judgments was formulated in paper [6]. Therein small systems with strong fluctuations are considered. Alignment of thermodynamic time arrows does not exist for such small systems. It must be mentioned that both Maccone’s replay to this objection and the subsequent paper of the authors of the objection [7] do not explain the true reason of the disagreement described. The real solution is very simple. More specifically, the entropy increase law, the concept of thermodynamic time arrows and their alignment are applicable only to non-equilibrium *macroscopic* objects. Violation of these laws for microscopic systems with strong fluctuations is a widely known fact. Nevertheless, although the objection [6] is trivial physically, yet it is interesting from purely mathematical point of view. It gives good mathematical criterion for macroscopicity of chaotic quantum systems.

The situation in quantum mechanics is even simpler than in classical one: chaotic quantum systems are nearly periodic systems. Their chaotic character is defined by the fact that the energies (eigenvalues of a Hamiltonian determining “frequencies” of energy modes) are distributed over the random law [8].

One can often see a statement that behavior of quantum chaotic systems differs very strongly from that of classical ones. It is, however, a bad mistake related to deep misunderstanding of physics of these systems. Really, quantum chaotic systems are nearly periodic, whereas classical chaotic systems are characterized by the random law for Poincare’s returns times. Thermodynamic time arrows of the observer and the observable system have the same direction. Therefore, the observer is capable to carry out observation (or introspection) only on finite time intervals when its time arrow exists (i.e. its state is far from thermodynamic equilibrium), and it *does not change* its direction. On such *finite* times (that the observer is capable to carry out observation during this time) the behavior of chaotic quantum systems has the same character as that for classical quantum systems.

Decoherence results in transition of observed systems from a pure state to mixed one, i.e. results in entropy increase. (Actually, one macrostate transforms to the set of microstates). On the other hand, Poincare’s returns yield the inverse result (i.e. “recoherence”) and are related to

the entropy decrease. Thus, decoherence and the correspondent alignment of thermodynamic time arrows of the observer and observable systems shall also lead to the syncs of moments when the systems pass from pure states to mixed states. Consequently, it makes impossible to observe experimentally the inverse process (i.e. “recoherence”).

Summing up the above mentioned, consideration of alignment of thermodynamic time arrows in quantum mechanics is in many aspects similar to consideration in classical mechanics. However, consideration of this property for analysis of widely known paradoxes of quantum mechanics gives their full and consistent resolution. These are the following paradoxes: (a) explaining the paradox of wave packet reduction at measurements when an observer is included in system (introspection) (paradox of the Schrodinger cat); (b) explaining unobservability of superposition of macroscopic states by an external observer in real experiments (paradox of Wigner's friend); (c) proving the full equivalence of multi-world and Copenhagen interpretations of quantum mechanics; (d) explaining deviations from the exponential law at decay of particles and pass from one energy level on another (paradox of a kettle which will never begin to boil).

As it is described above, in quantum mechanics the solution of the problem of alignment of thermodynamic time arrows is similar to that in classical mechanics. But there is one important exception. In classical mechanics one microstate (a point in a phase space) corresponds to just one macrostate. In quantum mechanics one microstate (wave function) can correspond to the set of possible macrostates (quantum superposition of the wave functions corresponding to this macrostates). This situation appears in the well-known paradox of "Schrodinger cat".

Multi-world interpretation of quantum mechanics is very popular today. It states that these different macrostates correspond to different worlds. These parallel worlds exist simultaneously and interfere (summing to each other). It is suggested as a solution of “Schrödinger cat” paradox.

But then the following question appears: Why do we need to suppose simultaneous existence of these worlds? Instead we can say: “The system collapses in one of these macrostates with the probability defined by Bohr’s rules. Why do we need these mysterious parallel worlds?” This point of view is named Copenhagen Interpretation.

The following objections are usually given:

1. We do not have any mechanisms describing the collapse in Copenhagen Interpretation.
2. We accept that wave functions are something which really exists.
3. These wave functions and their superposition satisfy to Schrodinger equations.
4. Multi-world interpretation follows automatically from 1 and 2.
5. Decoherence, which is also a consequence of Schrodinger equations, explains why we can see as a result only one of the worlds (with corresponding Bohr’s probabilities).

But here it is possible to object to it: “Yes, we don’t have any collapse mechanism. But we need not know it. We just postulate such collapse. Moreover, we do not want at all to know this mechanism. Really, we are capable to describe and calculate any physical situation without this knowledge”.

But such approach encounters the following difficulties:

1. We cannot specify or calculate *the exact* instant when this collapse takes place. For macrobodies it is possible to specify just a very narrow, but still a finite interval of time in which this collapse happens.
2. For macrobodies there is a quite clear separation between the worlds (because of decoherence) but it will never be full. There is always some *small* "overlapping" between the worlds (the interference terms, quantum correlations of the worlds) even for macrobodies. Decoherence which is described above resolves the problem only partially. It “separates” macroworlds not completely but leaving this small "overlapping".
3. There are specific models of collapse (so-called GRW theory [16]). They can be verified experimentally. But until now, such experiments did not give any proof of existence of such

collapse. They give only boundaries on parameters for such models (in the case when they are really true) defined by accuracy of the experiment.

But it is possible to object again:

1. Yes, there is a problem to define exact collapse times. But exactly the same problem does exist in multi-world interpretation as well: in what instant does the observer see, in what of the possible worlds he has occurred?
2. The problem of "overlapping" of the worlds also exists in the multi-world interpretation. Indeed, the observer sees only one world in some instant. He can tell nothing about existence or non-existence of other parallel worlds. So, he can conclude all predictions of the future (based on Bohr's rules) only on knowing of "his" world. But due to "overlapping" of the worlds (even just a small one) some effects appear which cannot be based on his predictions. It means that quantum mechanics cannot give even an exact *probabilistic* prediction.
3. It is possible to add one more uncertainty that exists in both interpretations. Suppose, for example that a superposition of two macrostates exists: "an alive cat" and "a dead cat". Why does the world split (or collapse) into these two states? What is wrong with the pair: ("an alive cat" – "a dead cat"), ("an alive cat" + "a dead cat")?

The three problems described above lead to *uncertainty* of predictions done by means of quantum mechanics. It cannot be inserted even within probabilistic frameworks based on Bohr's rules. This uncertainty is very small for macrobodies but it exists. It exists for *all* interpretations, yet masking and changing its form.

The majority of interpretations are developed with aim of overcoming these problems. Actually, different interpretations only "mask" the uncertainty problem yet not solving it.

4. All which is told above about GRW theories is true. There is no necessity to use it instead of quantum mechanics. However, it is not correct for Copenhagen Interpretation. The Copenhagen Interpretation resembles GRW very much but one important feature is very much *different* from GRW. The Copenhagen Interpretation postulates the collapse only for *one* final observer. It does not demand the collapse from the *remaining* macroobjects and observers. P A physical experiment is described from a point of view of this final observer. The final "observer" is not some person possessing mysterious "consciousness". It is some standard macroscopic object. It is far from its state of thermodynamic equilibrium. The final observer is the last in the chain of observers and macrobodies. Direction of his thermodynamic time arrows is chosen as "positive" direction. It is similarly to our previous paper [1]. This constrain on collapse leads to serious consequence which does not appear in GRW. Namely, the existence of the collapse in GRW can be verified experimentally, but existence of the collapse in Copenhagen Interpretation cannot be proved or disproved even *in principle*. Let us demonstrate it. We will consider mental experiments which allow verifying existence of the collapse predicted in GRW. Further we will demonstrate that these experiments cannot be used for verification of the collapse in the Copenhagen Interpretation.

- a. Quantum mechanics, as well as classical, predicts Poincare's returns. And, unlike classical chaotic systems, the returns happen periodically or almost periodically. But because of the collapse in GRW such returns are impossible and cannot be observed experimentally, i.e. this fact can be used for experimental verification.
- b. Quantum mechanics is reversible. At a reversion of evolution the system must return to the initial state. However, the collapse results in irreversibility. This fact also can be verified experimentally.
- c. We can observe experimentally the small effects related to the small quantum correlations which exist even after decoherence. In GRW this small effects disappear.

Suppose that we want to verify the collapse of the final observer in the Copenhagen Interpretation. Hence, we must include the observer into the observable system, i.e. there is *introspection* here. We will demonstrate that it is impossible to verify (or contravene) existence of the collapse in Copenhagen Interpretation by the methods described above:

- a. Suppose that the observer waits for the return predicted by quantum mechanics. But the observer is included into the system; i.e., at Poincare's return, he will return to his initial state together with the entire system. Hence, his memory about his past will be erased. So, the observer will not be possible to compare the initial and final state. It makes the verification of the existence (or non-existence) of the observer's collapse experimentally impossible.
- b. The same reasons as those in item (a.) make impossible the experimental verification of the returns caused by the reversion of system evolution.
- c. For observation of the small effects (quantum correlation macrostates), the measuring split-hair accuracy is necessary. But, as the observer is included into the observed system (introspection), it is not possible to make full measurement of such system. (Figuratively speaking, the observer uses some "ink" to describe the full system state. But the "ink" is also a part of the full system during interaction. So the "ink" must describe also itself!) Such system can be described by macroparameters only. It makes impossible experimental observation and calculation of the small effects of the quantum correlations.

As a matter of fact, the first two items (a., b.) are related to a following fact which took place also in classical mechanics [1]. Decoherence (decomposition on macrostates) leads to the entropy increase (one macrostate is replaced by a full set of possible macrostates). On the other hand, observation of the return (i.e. recoherence) is related to the entropy decrease. The observer is capable to carry out introspection experimentally only on finite time intervals when it has a time arrow (i.e. a state far from the thermodynamic equilibrium), and it *does not change* its direction. Thus, inability to experimentally distinguish the Copenhagen and Multi-world Interpretations is closely related to the entropy increase law and the thermodynamic arrow of time.

Everything from the abovementioned makes impossible to experimentally verify the difference between the Copenhagen and Multi-world Interpretation, so they can be regarded as equivalent. Such statements about indistinguishability of these interpretations meet in the literature. However, in cases when this fact is not just stated but attempts are made to prove it, it is usually referred to impossibility to make such verification only practically for macrobodies (FAPP - for all practical purposes). The understanding of its *principal* impossibility is lacking. This incorrect understanding is a basis for erroneous deduction about «exclusiveness» of Multi-world Interpretation. We will demonstrate the clearest example [9]:

"MWI proponents might argue that, in fact, the burden of experimental proving lies on MWI opponents, because it is they who claim that there is the new physics beyond the well tested Schrodinger equation."

"Despite the definition "interpretation", the MWI is a variant of quantum theory that is different from others. Experimentally, the difference is relative to collapse theories. It seems that there is no experiment distinguishing the MWI from other no-collapse theories such as Bohmian mechanics or other variants of MWI. The collapse leads to effects that are, in principle, observable; these effects do not exist if MWI is the correct theory. To observe the collapse, we would need a superb technology which would allow "undoing" a quantum experiment, including a reversal of the detection process by macroscopic devices. See Lockwood 1989 (p. 223), Vaidman 1998 (p. 257), and other proposals in Deutsch 1986. These proposals are all for mental experiments that cannot be performed with current or any foreseen future technology. Indeed, interference of different worlds has to be observed in these experiments. Worlds are different

when at least one macroscopic object is in macroscopically distinguishable states. Thus, what is needed is an interference experiment with a macroscopic body. Today there are interference experiments with larger and larger objects (e.g., fullerene molecules C₆₀), but these objects are still not large enough to be considered "macroscopic". Such experiments can only refine the constraints on the boundary where the collapse might take place. A decisive experiment should involve the interference of states which differ in a macroscopic number of degrees of freedom: an impossible task for today's technology".

The given proof of principal experimental unverifiability of collapse in Copenhagen Interpretation, as far as we know, can be found only in this and the previous papers [10-13]. It is possible to term it as the "Goedel" theorem of impossibility for quantum mechanics. Both its statement and its method of its proof really remind "the Goedel theorem of incompleteness".

We concentrate on this problem so much here for the following reasons. Firstly, the impossibility to experimentally distinguish the Copenhagen and Multi-world Interpretations is closely related to the entropy increase law and the thermodynamic arrow of time. Secondly, it is too many people sincerely but erroneously believe that Multi-world Interpretation (or other less fashionable Interpretations) completely solves all problems of quantum mechanics. Uncertainty which was already described above is one of such problems of quantum mechanics. It means that quantum mechanics using Bohr's rules is characterized with small uncertainty connected to small quantum correlation of the observer. How are they solved actually? These results can be concluded from the fact that the specified uncertainty exist in *ideal* dynamics over an abstract coordinate time. This uncertainty is absent in *observable* dynamics over the observer's time arrow and is not observed experimentally in principle.

- 1) Introspection. The same reasons already described above which do not allow verifying the collapse experimentally will not allow experimental discovery of the uncertainty specified in item 1 (the exact instant of the collapse) and item 2 (quantum correlations). So, it is senseless to discuss it.
- 2) External observation:
 - a. If this observation does not perturb the observable system then the collapse of the system and, hence, uncertainties [specified in item 1 (the exact instant of the collapse) and item 2 (quantum correlations)] do not arise. So, quantum mechanics can be verified experimentally in precise way. Such unpertrubative observation is possible for macrobodies only theoretically. The necessary condition is a known initial state (pure or mixed) (Appendix A).
 - b. The observed system is open. It means that there is a low interaction between the observable system and the observer/environment. This low interaction masks uncertainty (specified in points 1 and 2) and makes impossible its experimental observation.

Here it is necessary to return to the uncertainty described in item 3. The majority of real observations correspond to two cases: the introspection cases (when the full description is impossible in principle) or the open system (perturbed with uncontrollable small external noise from the observer/environment). How to describe such open or incomplete systems? It is made by input of *macroparameters* of the system. The real *observable* dynamics of such parameters is possible for a wide class of systems. It does not include "the parallel worlds" unobservable in realities, entropy reduction, quantum superposition of macrostates and other exotic, possible only in *ideal* dynamics. Observable dynamics is considered with respect to the thermodynamic time arrow of the real macroscopic non-equilibrium observer, weakly interacting with observable system and an environment (decoherence). Ideal dynamics is considered with respect to abstract, coordinate time. The problem of the pass from ideal to real dynamics is successfully solved in other papers [14-15, 17-18]. Selection of macrovariables is ambiguous, but also is not arbitrary. Macrovariables should be chosen so that at entropy increase random small external noise did not influence considerably their dynamics. Such macrovariables exist and are named pointer states [3, 17]. Presence of the selected states is a result of interaction locality in the real world. It means

that close particles interact stronger than far particles. If the force of interaction were defined, for example, by closeness of momentums the principal states would be absolutely different. So, the property of a locality is untrue over distances comparable with wave length. So, radio waves have *field* pointer states, strongly differing from *particles* pointer states. The situation described here is completely equivalent to [1] where "appropriate" macrostates for classical mechanics were considered.

What can be an example of observable dynamics for quantum systems? These are the described above GRW theories. To understand it, we will return to the Copenhagen Interpretation. We can choose different non-equilibrium macrobodies as "the final observer" in the Copenhagen Interpretation. Theoretically, the collapse in this case will be seen differently for such different observers. This appearance is named "paradox of Wigner's friend". This appearance of ambiguity of the collapse in the Copenhagen Interpretation can be named "Quantum solipsism". It is named by analogy to the similar philosophical doctrine. This problem can be resolved similarly to the paper [1]. The entropies of all weakly interacting macrobodies increase or decrease synchronously, because of alignment of thermodynamic time arrows. The collapse corresponds to entropy increase (one macrostate replaces on a set of possible macrostates). Hence, low interaction (decoherence) between macrobodies yields not only alignment of thermodynamic time arrows but also sync of all moments of "collapse" for different observers. It makes "Quantum solipsism" for macrobodies although theoretically possible but extremely difficult to be realized in practice. Thus, this resolution of "Quantum solipsism" by the collapses differs from Copenhagen Interpretation where the observer's collapse cannot be prevented even theoretically. Thus, the GRW theories described above are the description of the real *observable* dynamics of macrobodies (FAPP dynamics) for quantum mechanics. It throws out effects not observed in reality. It is, for example, non synchronism in the macrobodies collapses moments and entropy decrease that are predicted by *ideal* dynamics.

"The paradox of a kettle which will never begin to boil" can serve as a good illustration of the abovementioned connection of observed and ideal types of dynamics. In quantum mechanics, it is related to a deviation from the exponential law of particles decay (or a pass from one energy level on another). The exponential character of such law is very important – the relative rate of decay does not depend on an instant. It means that the decaying particle has no "age". In quantum mechanics, however, in small lengths of time the law of *ideal* dynamics of decay strongly differs from the exponential law. So, when the number of measurements of a decaying particle state for finite time interval increases the particle in limit of infinite number of measurements does not decays at all!

Let us observe a macrosystem consisting of large amount of decaying particles. Here it is necessary to note that decay of a particle happens under laws of ideal dynamics only between measurements. Measurements strongly influence dynamics of the system, as we described above. To transfer to *the observable* dynamics featured above, we should decrease perturbing influence of observation strongly. It is reached by increasing the interval between observations. It must be comparable with a mean lifetime of unperturbed particles. For such large intervals of time, we get real observable dynamics of decay. It is featured by an exponential curve, and the mean lifetime does not depend on a concrete interval between measurements. Thus, the exponential decay is a law of observable but not of ideal dynamics of particles. (The same reason explains absence of Poincare's returns for this system).

3. The quantitative consideration of the problem

3.1 Definition of the basic concepts

- 1) In classical mechanics a microstate is a point in a phase space. In quantum mechanics it corresponds to a wave function ψ (a pure state), and trajectories are evolution of a wave function in time. In classical mechanics a macrostate corresponds to a function of density

distribution in a phase space. In quantum mechanics it corresponds to a density matrix ρ . The density matrix form depends on the chosen basis of orthonormal wave functions. If $\rho \neq \rho$ then it is in mixed state.

2) The equation of motion for the density matrix ρ will have the following form:

$$i \frac{\partial \rho_N}{\partial t} = L \rho_N,$$

where L is the linear operator:

$$L \rho = H \rho - \rho H = [H, \rho]$$

and H is the energy operator of the system,

N is a number of particles

3) If A is the operator of a certain observable, then the average value of the observable can be found as follows:

$$\langle A \rangle = \text{tr } A \rho$$

4) If the observation is introspection the full observation is impossible. In case of external observation because of low interaction with the observer and instabilities of an observable chaotic system the full exposition also is senseless. Therefore, introducing some finite set M of *macrovariables* is necessary:

$$A_{\text{set}} = \{A_1, A_2, \dots, A_M\},$$

Where $M \ll N$

These macrovariables are known with finite small errors:

$$\Delta A_i \ll A_i, \quad 1 \leq i \leq M$$

This set of macrovariables corresponds to a macrostate with a density matrix ρ_{set} .

All microstates answering to requirements

$$\{ | \langle A_1 \rangle - A_1 | \leq \Delta A_1, | \langle A_2 \rangle - A_2 | \leq \Delta A_2, \dots, | \langle A_M \rangle - A_M | \leq \Delta A_M \}$$

are assumed to have equal probabilities.

Corresponding to *thermodynamic equilibrium* is a macrostate ρ_E . It corresponds to a set of microstates satisfying to the following requirement:

$$| \langle E \rangle - E | \leq \Delta E \quad (\Delta E \ll E),$$

where E is the full system energy.

All these microstates are assumed to have equal probabilities.

5) In quantum mechanics *ensemble entropy* is defined via density matrix [15]:

$$S = -k \text{tr } (\rho \ln \rho),$$

where tr stands for matrix trace.

Entropy defined in such a way does not change in the course of reversible evolution:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = 0$$

6) *Macroscopic entropy* is defined as follows:

a) For current ρ we find all corresponding sets of macrovariables

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{\text{set}}^{(1)} = \{A_1^{(1)}, A_2^{(1)}, \dots, A_M^{(1)}\} \Delta A_i^{(1)} \ll A_i^{(1)}, 1 \leq i \leq M \\ \vdots \\ A_{\text{set}}^{(L)} = \{A_1^{(L)}, A_2^{(L)}, \dots, A_M^{(L)}\} \Delta A_i^{(L)} \ll A_i^{(L)}, 1 \leq i \leq M \end{array} \right.$$

b) We find a matrix ρ_{set} for which all microstates corresponding to the specified set of macroparameters have equal probabilities

c) Macroscopic entropy $S = -k \text{tr } (\rho_{\text{set}} \ln \rho_{\text{set}})$

Unlike ensemble entropy, macroscopic entropy (macroentropy) is not constant and can both increase and decrease in time. For given energy $E \pm \Delta E$ it reaches its maximum for thermodynamic equilibrium. The direction of the macroentropy increase defines the direction of a *thermodynamic arrow of time* for the system.

- 7) Similarly to the classical case, the interaction locality results in the fact that not all macrostates are appropriate. They should be chosen so that small noise would not influence essentially evolution of the system for the entropy increase process. Such states are well investigated in quantum mechanics and named *pointer states* [3, 17]. Quantum superposition of such states is unstable with respect to small noise. So such superposition is not, accordingly, a pointer state. For macrosystems close to the equilibrium pointer states are usually corresponding to Hamiltonian eigenfunctions.
- 8) *Coarsened* value of ρ (ρ_{coar}) should be used to obtain changing entropy similarly to changing macroscopic entropy. We will enumerate ways to achieve it:
- a) We define a set of pointer states and we project a density matrix ρ on this set. I.e. (a) we note a density matrix ρ in representation of these pointer states (b) we throw out non-diagonal terms of ρ and obtain ρ_{coar} . So entropy:

$$S = -k \text{tr} (\rho_{coar} \ln \rho_{coar})$$
 - b) We divide the system into some interacting subsystems (for example: the observer, the observable system and the environment). Then we define the full entropy as the sum of the entropies of these subsystems:

$$S = S_{ob} + S_{ob_sys} + S_{env}$$

3.2 Effect of a weak coupling

3.2.1 Small external perturbation

We can put our macrosystem of finite volume inside of an infinite volume system ("environment", "reservoir") with some temperature. (This reservoir can be also a vacuum with zero temperature.) We will suppose that this reservoir is in thermodynamic equilibrium, has the same temperature as a temperature of the finite system in equilibrium and weakly interacts with our finite system. Then it is possible to use the quantum version of "new dynamics" developed by Prigogine [14] for such infinite systems. Dynamics of our finite system with a reservoir will be the same as its *observable dynamics* without a reservoir with respect to its thermodynamic time arrow. Such description has sense only during finite time. It is time when its thermodynamic time arrow exists (i.e. the system is not in equilibrium) and does not change its direction.

3.2.2 Alignment of thermodynamic time arrows at interaction of macrosystems (the observer and the observable system)

It ought to be noted that here our job is much easier than in the case of classical mechanics. This is due to the fact that the quantitative theory of small interaction between quantum systems (*decoherence, entangling*) is a well developed field [2-3, 17, 24-27]. We will not repeat these conclusions here but just give short results only:

(a) Suppose that we have two macrosystems for some instant. One or both of them are in their quantum superposition of pointer states. The theory of decoherence [2-3, 17, 24-27] states that small interaction between macrosystems (decoherence time is much less than relaxation time to equilibrium) transforms such system into the mixed state very fast in which the quantum superposition disappears. Such process of vanishing quantum superposition of pointer states corresponds to the entropy increase. It follows from Poincare's theorem that the system (in coordinate time) should return to its initial state. There should be an inverse process of recoherence. But it will happen in both systems synchronously. It means that any system can see only decoherence and entropy increase with respect to its thermodynamic time arrow. It means that both processes decoherence and time arrows will be synchronous in interacting subsystems. It is especially worthy of note that we consider here a case of *macroscopic* systems. For small

systems where large fluctuations of parameters are possible, similar alignment of thermodynamic time arrows and the instances of “collapses” for subsystems is not observed [6-7].

(b) Now suppose that all macroscopic subsystems are in their pointer states. In the decoherence theory it is shown that in presence of small noise between its macroscopic subsystems the behavior of a quantum system is completely equivalent and is indistinguishable from behavior of the correspondent classical system [2-3, 17, 24-27]. Thus, the analysis of alignment of thermodynamic time arrows is completely equivalent to the analysis made in paper [1].

(c) It is worth to specify what the meaning of “classical system” is in this case. It means that in the theory there do not exist specific mathematical features of quantum theory. They are, for example, such features as not commuting observables, quantum superposition of pointer states. At that, these "classical theories" can be very exotic, include Planck’s constant and are not reduced to laws of the known mechanics of macrobodies or waves.

Superconductivity, superfluidity, radiation of absolute black body, and superposition of currents in Friedman’s experiment [19] are often named "quantum effects". They are really quantum in the sense that their equations of motion include Planck’s constant. But they are perfectly featured over macroscale by a mathematical apparatus of usual classical theories: either the theory of *classical* field (as pointer states), or the theory of *classical* particles (as pointer states). From this point of view, they are not quantum but classical. In quantum theory, featured objects both are particles and probability waves at the same time.

It is worth to note that in the classical limit, at room temperatures, quantum mechanics of *heavy-weighted* particles gives the theory of *classical* particles as pointer states (electron beams, for example). On the other hand, *light-weighted* particles give the *classical* field as pointer states (radiowaves). And these theories do not include Planck’s constant.

However, at high temperatures when radiation achieves high frequencies, light quanta are featured by the theory of *classical* particles as pointer states. They give, for example, a spectrum of absolute black body on high frequencies. Though this spectrum includes Planck’s constant its dynamics of pointer states (particles) will be classical. For deriving this spectrum the quantum mechanics formalism is not necessary (Planck derived this spectrum knowing nothing about the mathematical apparatus of quantum physics).

Vice versa, at low temperatures the particles start to be featured by *classical* fields as pointer states (superfluidity or superconductivity phenomena). For example, superconductivity is featured by *classical wave* of "order parameter". And though the equations which feature this field include Planck’s constant, yet the equations correspond to mathematical apparatus of the *classical* field theory. These waves can be summed (superposed) with each other similarly to quantum waves. But the square of their amplitude does not define probability density. It defines density of Cooper pair. Such wave cannot collapse at measurement, as probability quantum waves can [20].

For quantum-mechanical states of bosons at low temperatures, pointer states are *classical* fields, and at high temperatures they are *classical* particles. The word "classical" is understood as a mathematical apparatus of the observable dynamics featuring their behavior, but not presence or absence of Planck’s constant in their equations of motion.

What happens in the intermediate states between classical fields and classical particles? It is, for example, light in an optical wave guide ($L \gg \lambda \gg \lambda_{\text{ultraviolet}}$), L_{opt} - the characteristic size of the macrosystem (the optical wave guide) (Appendix B), λ - light-wave length, $\lambda_{\text{ultraviolet}}$ - ultra-violet boundary of light). When using macroscales and macrovariables, and taking into account small noise from the observer, both descriptions (“classical waves” and “classical beam of particles”) are identical. They are equivalent and can be used as pointer states. The equivalent situation arises for a case of superconductor where the roles of particles or waves play elemental "excitations" in gas of Cooper pairs.

Let's carry out a simple calculation to illustrate the said above.

Let E be energy of particle; k - Boltzmann constant, T - temperature, p - momentum, Δp - momentum uncertainty, λ - particle wave length, ω - frequency, Δx - a coordinate uncertainty; \hbar - Planck constant. We will consider the "gas" of such particles which is in a cavity, filled with some material with distance between atoms a . $a \ll L$, L - the characteristic size of the cavity. In vacuum $a \sim (L^3/N)^{1/3}$, N - number of particles in the cavity. c - speed of light (let suppose for simplicity that refraction index in the cavity is close to 1).

1) Firstly, let us consider light in weight particles which at room temperature have the speed close to speed of light c .

$$E \sim pc; E \sim kT; p \sim \Delta p; \lambda \sim \Delta x; \Delta p \Delta x \sim \hbar; \omega = E/\hbar$$

Hence,

$$\hbar \sim \Delta p \Delta x \sim p \lambda \sim kT \lambda / c \Rightarrow \lambda \sim \hbar c / kT$$

Condition of *classical* field approach with frequency $\omega \sim c/\lambda$:

$$L < \lambda \text{ or } L \sim \lambda. \text{ Hence } L < \hbar c / kT \text{ or } L \sim \hbar c / kT$$

Condition of approach of *classical* relativistic particles with $E \sim \hbar c / \lambda$ and $p = E/c$:

$$L \gg \lambda. \text{ Hence, } L \gg \hbar c / kT$$

2) Secondly, let us consider heavy particles *bosons* which at room temperature have the speed

$$v \ll c$$

$$p \sim (Em)^{1/2}; E \sim kT; p \sim \Delta p; \lambda \sim \Delta x; \Delta p \Delta x \sim \hbar; \omega = E/\hbar$$

Hence,

$$\hbar \sim \Delta p \Delta x \sim p \lambda \sim (kTm)^{1/2} \lambda \Rightarrow \lambda \sim \hbar / (kTm)^{1/2}$$

Condition of *classical* field approach with frequency $\omega = p^2 / (m \hbar)$:

$$L < \lambda \text{ or } L \sim \lambda. \text{ Hence } L < \hbar / (kTm)^{1/2} \text{ or } \sim \hbar / (kTm)^{1/2}$$

Condition of approach of *classical* particles with energy $E = p^2 / (2m)$ and momentum $p = mv$:

$$L \gg \lambda. \text{ Hence, } L \gg \hbar / (kTm)^{1/2}$$

3) Let us consider now heavy particles *fermions* which at room temperature have the speed $v \ll c$

$$p \sim (Em)^{1/2}; E \sim kT; p \sim \Delta p; \Delta p \Delta x \sim \hbar$$

$$\Delta x \leq \lambda \text{ and}$$

$\lambda \leq a$ is a requirement of Pauli's principle for fermions. They cannot appear in the same state, so they are distributed in "boxes" with size a .

Hence,

$$\hbar \sim \Delta p \Delta x \leq p \lambda \sim (kTm)^{1/2} \lambda \Rightarrow a \geq \lambda \geq \hbar / (kTm)^{1/2}$$

$T \geq T_F = \hbar^2 / (a^2 km)$ – Fermi's temperature when fermion gas transfers in the basic state and expression $E \sim kT$ becomes untrue.

$$\text{At } T < T_F: E \sim E_F = kT_F; \lambda \sim \hbar / (E_F m)^{1/2} \sim a$$

Requirement of *classical* field approach:

$$L < \lambda \text{ or } L \sim \lambda. \text{ It is impossible! } L \gg a \geq \lambda$$

Requirement of approach of *classical* particles in quality pointer states with energy $E = p^2 / (2m)$ and momentum $p = mv$ at $T \geq T_F$.

Requirement of approach of *classical* particles in quality pointer states, prisoners in «boxes» with size a , with energy $E \sim E_F$ and momentum $p \sim (E_F m)^{1/2}$ at $T \leq T_F$.

At $T \sim T_F$ we observe dynamics of "excitations" in the degenerated Fermi gas which is featured by particles or waves as pointer states for these "excitations".

To create the paradox of "Schrodinger cat" in experiment, the quantum superposition of the pointer states is necessary, instead of superposition of classical waves. Therefore, superposition of classical waves of "order parameter" or light waves is not related in any way to this paradox and does not illustrate it.

So, for example, experiments of Friedman [19] state a superposition of opposite currents. But the superposition is itself a pointer state for this case. This pointer state is classical, not *quantum* superposition of pointer states, as it is usually erroneously declared. Really, the state of bosons

system (Cooper pairs) is featured at such low temperature *by a classical wave* as it was demonstrated above. These waves of "order parameter" are pointer states. They differ from pointer states of a high-temperature current of *classical particles* having a well-defined direction of motion. The superposition observed in Friedman's experiment is not capable to collapse to quantum-mechanical sense: its square features not probability but density of Cooper pairs [20]. It is not more surprising and not more "quantum" than usual superposition of electromagnetic modes in the closed resonator where spectrum of modes is discrete too. The only difference is that "order parameter" wave equations for pointer states include \hbar . It is the only reason to use concept of "quantum" for this case.

3.3 Resolution of Loshmidt and Poincare paradoxes in framework of quantum mechanics

The state of a quantum chaotic system in a closed cavity with finite volume is featured by a set of energy modes $u_k(r_1, \dots, r_N)$ with spectrum E_k distributed under *the random law* [8]. Let's write the expression for wave functions of a non-interacting pair of such systems:

$$\psi^{(1)}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, t) = \sum_k u_k(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) e^{-\frac{iE_k^{(1)}}{\hbar} t}$$

$$\psi^{(2)}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_L, t) = \sum_l v_l(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_L) e^{-\frac{iE_l^{(2)}}{\hbar} t}$$

The united equation is following:

$$\begin{aligned} \psi^{(1)}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_L, t) &= \psi^{(1)}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, t) \psi^{(2)}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_L, t) = \\ \sum_k \sum_l u_k(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) v_l(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_L) e^{-\frac{i(E_k^{(1)} + E_l^{(2)})}{\hbar} t} \end{aligned}$$

At presence of small interactions between the systems

$$\psi^{(1)}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_L, t) =$$

$$\sum_k \sum_l f_{kl}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_L) e^{-\frac{iE_{kl}}{\hbar} t}$$

where $E_{kl} = E_k^{(1)} + E_l^{(2)} + \Omega_{kl}$, Ω_{kl} -generally a set of random variables, f_{kl} , u_k , v_l are eigenfunctions of corresponding Hamiltonians.

The obtained solutions are almost-periodic functions. The obtained period of return defines Poincare's period. The period of Poincare's return of full system is generally larger than periods of the both subsystems.

For resolution of Poincare and Loshmidt paradoxes (returns in these paradoxes contradict to entropy increase law) we will consider three cases now.

- 1) *Introspection*: At introspection the time the arrow is always directed over entropy growth, so the observer is capable to see only entropy growth with respect to this time arrow. Besides, return to the initial state erases the memory about the past. It does not allow the observer to detect entropy reduction. Thus, reduction of entropy and returns happen only with respect to coordinate time. But any experiment is possible with only with respect to time arrow of the observer. With respect to coordinate time entropy reduction and returns cannot be experimentally observed [1, 10-13].

- 2) *External observation with small interaction* between macrosystems: Small interaction results in alignment of the thermodynamic time arrows of the observer and observed systems. Accordingly, all arguments that are relevant for introspection again become relevant for this case.
- 3) For a very hardly realizable *experiment with unperturbative observation* (Appendix A) macroentropy reduction can really be observed. However, it is worth to note that in the real world "entropy costs" on the experimental organization of such unperturbative observations will exceed considerably this entropy decrease. Indeed, the observable system needs to be isolated very strongly from environment noise.

In classical systems the period of Poincare's return is a random variable strongly depending on an initial state. In quantum chaotic systems the period is well defined and does not depend considerably on the initial state. However, this real difference in behavior of quantum and classical systems is not observed experimentally even in absence of any explicit constraint on experiment time. Indeed, any real physical experiment has a duration that is much smaller than Poincare's period of macrobodies. Physical experiments are possible only during the time while the thermodynamic time arrow exists (i.e. the system is not in a state of thermodynamic equilibrium) and does not change the direction.

3.4 Decoherence for process of measurement

3.4.1 Reduction of system at measurement [22-23].

Let's consider a situation when a measuring device was at the beginning in state $|\alpha_0\rangle$, and the object was in superposition of states $|\psi\rangle = \sum c_i |\psi_i\rangle$, where $|\psi_i\rangle$ are experiment eigenstates. The initial statistical operator is given by expression

$$\rho_0 = |\psi\rangle \langle \alpha_0| \langle \alpha_0| \langle \psi| \quad (1)$$

The partial track of this operator which is equal to statistical operator of the system, including only the object, looks like

$$\text{tr}_A(\rho_0) = \sum_n \langle \varphi_n | \rho_0 | \varphi_n \rangle$$

where $|\varphi_n\rangle$ - any complete set of device eigenstates. Thus,

$$\text{tr}_A(\rho_0) = \sum |\psi\rangle \langle \varphi_n | \langle \alpha_0 | \langle \alpha_0 | \langle \varphi_n | \langle \psi| = |\psi\rangle \langle \psi|, \quad (2)$$

Where the relation $\sum |\varphi_n\rangle \langle \varphi_n| = 1$ and normalization condition for $|\alpha_0\rangle$ are used. We have statistical operator correspondent to object state $|\psi\rangle$. After measuring there is a correlation between device and object states, so the state of full system including device and object is featured by a state vector

$$|\Psi\rangle = \sum c_i e^{i\theta_i} |\psi_i\rangle |\alpha_i\rangle. \quad (3)$$

And the statistical operator is given by expression

$$\rho_0 = |\Psi\rangle \langle \Psi| = \sum c_i c_j^* e^{i(\theta_i - \theta_j)} |\psi_i\rangle |\alpha_i\rangle \langle \alpha_j| \langle \psi_j|. \quad (4)$$

The partial track of this operator is equal to

$$\begin{aligned} \text{tr}_A(\rho) &= \sum_n \langle \varphi_n | \rho | \varphi_n \rangle = \\ &= \sum_{(ij)} c_i c_j^* e^{i(\theta_i - \theta_j)} |\psi_i\rangle \{ \sum_n \langle \varphi_n | \alpha_i\rangle \langle \alpha_j | \varphi_n \rangle \} \langle \psi_j| = \\ &= \sum_{(ij)} c_i c_j^* \delta_{ij} |\psi_i\rangle \langle \psi_j| \end{aligned} \quad (5)$$

(Since various states $|\alpha_i\rangle$ of device are orthogonal each other); thus,

$$\text{tr}_A(\rho) = \sum |c_i|^2 |\psi_i\rangle \langle \psi_i|. \quad (6)$$

We have obtained statistical operator including only the object, featuring probabilities $|c_i|^2$ for object states $|\psi_i\rangle$. So, we come to formulation of the following theorem.

Theorem 1 (about measuring). If two systems S and A interact in such a manner that to each state $|\psi_i\rangle$ systems S there corresponds a certain state $|\alpha_i\rangle$ of systems A the statistical operator $\text{tr}_A(\rho)$ over full systems (S and A) reproduces wave packet reduction for measuring, yielded over system S , which before measuring was in a state $|\psi\rangle = \sum c_i |\psi_i\rangle$.

Suppose that some subsystem is in mixed state but the full system including this subsystem is in pure state. Such mixed state is named *as improper mixed state*.

3.4.2 The theorem about decoherence at interaction with the macroscopic device. [18, 84]

Let's consider now that the device is a macroscopic system. It means that each distinguishable configuration of the device (for example, position of its arrow) is not a pure quantum state. It states nothing about a state of each separate arrow molecule. Thus, in the above-stated reasoning the initial state of the device $|\alpha_0\rangle$ should be described by some statistical distribution on microscopic quantum states $|\alpha_{0,s}\rangle$; the initial statistical operator is not given by expression (1), and is equal

$$\rho_0 = \sum_s p_s |\Psi\rangle |\alpha_{0,s}\rangle \langle \alpha_{0,s}| \langle \Psi| \quad (7)$$

Each state of the device $|\alpha_{0,s}\rangle$ will interact with each object eigenstate $|\psi_i\rangle$. So, it will be transformed to some other state $|\alpha_{i,s}\rangle$. It is one of the quantum states of set with macroscopic description correspondent to arrow in position i ; more precisely we have the formula

$$e^{iH\tau/\hbar} (|\Psi\rangle |\alpha_{0,s}\rangle) = e^{i\theta_{i,s}} |\Psi\rangle |\alpha_{i,s}\rangle \quad (8)$$

Let's pay attention at appearance of phase factor depending on index s . Differences of energies for quantum states $|\alpha_{0,s}\rangle$ should have such values that phases $\theta_{i,s} \pmod{2\pi}$ after time τ would be randomly distributed between 0 and 2π .

From formulas (7) and (8) follows that at $|\Psi\rangle = \sum_i c_i |\psi_i\rangle$ the statistical operator after measuring will be given by following expression:

$$\rho = \sum_{(s,i,j)} p_s c_i c_j^* e^{i(\theta_{i,s} - \theta_{j,s})} |\Psi_i\rangle |\alpha_{i,s}\rangle \langle \alpha_{j,s}| \langle \Psi_j| \quad (9)$$

As from (9) the same result (6) can be concluding. So we see that the statistical operator (9) reproduces an operation of reduction applied to given object. It also practically reproduces an operation of reduction applied to device only ("practically" in the sense that it is a question about "macroscopic" observable variable). Such observable variable does not distinguish the different quantum states of the device corresponding to the same macroscopic description, i.e. matrix elements of this observable variable correspondent to states $|\Psi_i\rangle |\alpha_{i,s}\rangle$ and $|\Psi_j\rangle |\alpha_{j,s}\rangle$ do not depend on r and s . Average value of such macroscopic observable variable A is equal to

$$\begin{aligned} \text{tr}(\rho A) &= \sum_{(s,i,j)} p_s c_i c_j^* e^{i(\theta_{i,s} - \theta_{j,s})} \langle \alpha_{j,s} | \langle \Psi_j | A | \Psi_i \rangle | \alpha_{i,s} \rangle = \\ &= \sum_{(i,j)} c_i c_j^* a_{i,j} \sum_s p_s e^{i(\theta_{i,s} - \theta_{j,s})} \end{aligned} \quad (10)$$

As phases $\theta_{i,s}$ are distributed randomly, the sum over s are zero at $i \neq j$; hence,

$$\text{tr}(\rho A) = \sum |c_i|^2 a_{ii} = \text{tr}(\rho' A) \quad (11)$$

where

$$\rho' = \sum |c_i|^2 p_s |\Psi_i\rangle |\alpha_{i,s}\rangle \langle \alpha_{i,s}| \langle \Psi_j| \quad (12)$$

We obtain statistical operator which reproduces operation of reduction on the device. If the device arrow is observed in position i , the device state for some s will be $|\alpha_{i,s}\rangle$. The probability to find state $|\alpha_{i,s}\rangle$ is equal to probability of that before measuring its state was $|\alpha_{i,s}\rangle$. Thus, we come to the following theorem.

Theorem 2. About decoherence of the macroscopic device. Suppose that the quantum system interacts with the macroscopic device in such a manner that there is a chaotic distribution of states phases of the device. Suppose that ρ is a statistical operator of the device after the measuring, calculated with the help of Schrodinger equations, and ρ' is the statistical operator obtained as a result of reduction application to operator ρ . Then it is impossible to yield such experiment with the macroscopic device which would register difference between ρ and ρ' . It is the so-called Daneri-Loinger-Prosperi theorem [21].

For a wide class of devices it is proved that the chaotic character in distribution of phases formulated in the theorem 2 really takes place if the device is macroscopic and chaotic with unstable initial state. Indeed, randomness of phase appears from randomness of energies (eigenvalues of Hamiltonian) in quantum chaotic systems [8].

It is worth to note that though Eq. (12) is relevant with a split-hair accuracy it is only assumption with respect to (9). There from it is often concluded that the given above proof is FAPP. It means that it is only difficult to measure quantum correlations practically. Actually they continue to exist. Hence, *in principle* they can be measured. It is, however, absolutely untruly. Really, from Poincare's theorem about returns follows that the system will not remain in the mixed state (12), and should return to the initial state (7). It is the result of the very small corrections (quantum correlation) which are not included to (12). Nevertheless, the system featured here $|\alpha_{i,s}\rangle$ corresponds to *the introspection* case, and consequently, it is not capable to observe experimentally these returns *in principle* (as it was shown above in resolution of Poincare and Loshmidt paradoxes). Hence, effects of these small corrections exist only on paper in the coordinate time of ideal dynamics, but it cannot be observed *experimentally* with respect to thermodynamic time arrow of observable dynamics of the macroscopic device. So, we can conclude that Daneri-Loinger-Prosperi theorem actually results in a complete resolution (not only FAPP!) of the reduction paradox *in principle*. It proves impossibility to distinguish *experimentally* the complete and incomplete reduction.

The logic produced here strongly reminds Maccone's paper [4]. It is not surprising. Indeed, the pass from (7) to (12) corresponds to increasing of microstates number and entropy growth. And the pass from (12) in (7) corresponds to the entropy decrease. Accordingly, our statement about experimental unobservability to remainder quantum correlation is equivalent to the statement about unobservability of the entropy decrease. And it is proved by the similar methods, as in [4]. The objection [6] was made against this paper. Unfortunately, Maccone could not give the reasonable replay [28] to this objection. Here we will try to do it ourselves.

Let's define here necessary conditions.

Suppose A is our device, and C is the measured quantum system.

The first value, the mutual entropy $S(A:C)$ is the coarsened entropy of ensemble (received by separation on two subsystems) excluding the ensemble entropy. As the second excluding term is constant, so $S(A:C)$ describes well the behavior of macroentropy in time:

$$S(A:C) = S(\rho_A) + S(\rho_C) - S(\rho_{AC}),$$

Where $S = -tr(\rho \ln \rho)$,

The second value $I(A:C)$ is the classical mutual information. It defines which maximum information about measured system (F_j) we can receive from indication of instrument (E_i). The more correlation exists between systems, the more information about measured system we can receive:

$$I(A:C) = \max_{E_i \otimes F_j} H(E_i:F_j), \text{ where}$$

$$H(E_i:F_j) = \sum_{ij} P_{ij} \log P_{ij} - \sum_i p_i \log p_i - \sum_j q_j \log q_j$$

$$\text{and } P_{ij} = Tr[E_i \otimes F_j \rho_{AC}], p_i = \sum_j P_{ij} \text{ and } q_j = \sum_i P_{ij}$$

given POVMs (Positive Operator Valued Measure) E_i and F_j for A and C respectively.

Maccone [4] proves an inequality

$$S(A:C) \geq I(A:C) \quad (13)$$

He concludes from it that entropy decrease results in reduction of the information (memory) about the system A+C and C.

But (13) contains an inequality. Correspondingly in [6] an example of the quantum system of three qubits is supplied. For this system the mutual entropy decrease is accompanied by mutual information increases. It does not contradict to (13) because mutual entropy is only up boundary for mutual information there.

Let's look what happens in our case of the macroscopic device and the measured quantum system

Before measurement (7)

$$S(A:C) = -\sum_s p_s \log p_s + 0 + \sum_s p_s \log p_s = 0$$

E_i -corresponds to the set $|\alpha_{0,s}\rangle, F_j - |\psi\rangle$

$$I(A:C) = -\sum_s p_s \log p_s + 0 + \sum_s p_s \log p_s = 0 = S(A:C)$$

In the end of measurement from (12)

$$S(A:C) = -\sum_i |c_i|^2 \log |c_i|^2 - \sum_{s,i} |c_i|^2 p_s \log |c_i|^2 p_s + \sum_{s,i} |c_i|^2 p_s \log |c_i|^2 p_s = -\sum_i |c_i|^2 \log |c_i|^2$$

E_i -corresponds to the set $|\alpha_{i,s}\rangle, F_j - |\psi_j\rangle$

$$I(A:C) = -\sum_i |c_i|^2 \log |c_i|^2 - \sum_{s,i} |c_i|^2 p_s \log |c_i|^2 p_s + \sum_{s,i} |c_i|^2 p_s \log |c_i|^2 p_s = -\sum_i |c_i|^2 \log |c_i|^2 = S(A:C)$$

Thus, our case corresponds to

$$I(A:C) = S(A:C) \tag{14}$$

in (13). No problems exist for our case. It is not surprising – the equality case in (13) corresponds to macroscopic chaotic system. The system supplied by the objection [6] is not microscopic. It demonstrates the widely known fact that such *thermodynamic* concepts as the thermodynamic time arrows, the entropy increase and the measurement device concern to macroscopic chaotic systems. Both the paper [6] and the subsequent paper [7] describe not thermodynamic time arrows but, mainly, strongly fluctuating small systems. No thermodynamics is possible for such small systems as three cubits. The useful outcome of these papers is equality (14). It can be used as a *measure for macroscopicity* of chaotic quantum systems. On the other hand, the difference between mutual information and mutual entropy can be a criterion of fluctuations value.

The paper of David Jennings, Terry Rudolph "Entanglement and the Thermodynamic Arrow of Time" is very interesting. But the *Thermodynamic* Arrow of Time is not applicable for microsystems. It is a nice paper about quantum fluctuation, but not a paper about *Thermodynamic* Arrow of Time. In the Abstract of the paper "Entanglement and the Thermodynamic Arrow of Time" the authors write: "We examine in detail the case of three qubits, and also propose some simple experimental demonstrations possible with small numbers of qubits." But no thermodynamics is possible for such a microsystem. D. Jennings and T. Rudolph (like Maccone) don't understand that category "*thermodynamic* arrow of time" is correct only for large macrosystems. Using these categories for small fluctuating systems has no physical sense. They also (like Maccone) use incorrect definition of macroscopic *thermodynamic* entropy. We also give (instead of Maccone) the correct reply to "Comment on "Quantum Solution to the Arrow-of-Time Dilemma"". The *correct* reply is that no contradictions (found in this Comment) appear for macroscopic systems. Only for a microscopic system such contradictions exist. But the concepts "the Thermodynamic Arrow of Time" and "the entropy growth law" is not relevant for such systems. We illustrate this fact by consideration of a quantum chaotic macrosystem and demonstrate that no contradiction (found by David Jennings, Terry Rudolph for a microscopic system) exists for this correct thermodynamical case. It must be mentioned that big size of a system (quantum or classic) is also not an enough condition for a system to be macroscopic. The macroscopic system (considered in Thermodynamics) must also be chaotic (quantum or classic) and has small chaotic interaction with its environment/observer resulting in decoherence (for quantum mechanics) or decorrelation (for classical mechanics). It should be also mentioned that thermodynamic-like terminology is widely and effectively used in quantum mechanics, quantum computers field, and information theory. The big number of the examples can be found in the references of Jennings's and Rudolph's paper. The other nice example is Shannon's entropy in information theory. But usually an author (using such a thermodynamic-like terminology) does not consider such a paper as analysis of classical Thermodynamics. Contrarily Jennings and Rudolph "disprove" the second law of Thermodynamics on the basis of the irrelevant microscopic system (in their Comment) and give (also in this Comment) the announcement of their next paper «Entanglement and the *Thermodynamic* Arrow of Time" as a correct consideration and a disproof of the second law.

4 Conclusion

In this paper the analysis of thermodynamic time arrow in quantum mechanics is presented. It is in many aspects similar to the classical case. The important difference of quantum systems from classical ones is that one microstate in quantum mechanics can correspond not to one macrostate but to a set of macrostates. It is referred to as quantum superposition of macrostates. For this case considering thermodynamic time arrow by means of the decoherence theory gives resolution of the quantum paradoxes. These paradoxes relate to a wave packet reduction (collapse).

Appendix A. Unperturbative observation in quantum and classical mechanics

It is often possible to meet a statement that in classical mechanics, in principle, it is always possible to organize unperturbative observation. On the other hand, in quantum mechanics interaction of the observer with the observable system at measurement is inevitable. We will show that both these statements are generally untrue.

Let us first define the nonperturbative observation [10-11, 30-31] in QM. Suppose we have some QM system in a known initial state. This initial state can be either a result of some preparation (for example, an atom comes to the ground electronic state in vacuum after long time) or a result of a measurement experiment (QM system after measurement can have a well defined state corresponding to the eigenfunction of the measured variable). We can predict further evolution of the initial wave function. So *in principle* we can make further measurements choosing measured variables in such a way that one of the eigenfunctions of the current measured variable is a current wave function of the observed system. Such measuring process can allow us the continuous observation without any perturbation of the observed quantum system. This nonperturbative observation can be easily generalized for the case of a known *mixed* initial state. Really, in this case the measured variable at each instant should correspond to such set of eigenfunctions that the density matrix in representation of this set at the same instant would be diagonal.

For example, let us consider some quantum computer. It has some well-defined initial state. An observer that known this initial state can *in principle* make the nonperturbative observation of any intermediate state of the quantum computer.

It is especially worth to note that such unperturbative observation is possible only under condition of a known initial state. But an observer that doesn't know the initial state can not make such observation because he cannot predict the intermediate state of the quantum computer.

Let's consider now classical mechanics. Suppose that a grain of sand lies on a cone vertex. The grain of sand has *infinitesimally small* radius. The system is in the Earth field of gravity. Then attempt to observe system even with *infinitesimal perturbation* will lead to misbalance with the indefinite future through a *terminating* interval of time. Certainly, the reduced example is exotic – it corresponds to a singular potential and an infinitesimal object. Nevertheless, similar strongly labile systems are good classical analogues of quantum systems. Among them it is possible to search for analogies of quantum systems and quantum paradoxes. Having introduced a requirement that classical measuring renders very small but not zero perturbation on measured system, it is possible to lower requirements to a singularity of these systems.

Very often examples of "purely quantum paradoxes" can be met which do not ostensibly have analogy in classical mechanics. One of them is Elitzur-Vaidman paradox [29] with a bomb which can be found without its explosion:

Suppose that the wave function of one light quantum branches on two channels. In the end these channels of the waves again unite, and there is an interference of the two waves of

probability. A bomb inserted into the one from the two channels will destroy the process of interference. Then it allows us to discover the bomb even for a case when the light quantum would not detonate it, having transited on other channel. (The light quantum is considered capable to detonate the bomb)

Classical analogy of this situation is the following experiment of classical mechanics:

*In one of the channels where there is no bomb we throw in a macroscopic beam of many particles. In other channel where, maybe, there is the bomb, we will throw in simultaneously only one **infinitesimally light** particle. Such particle is not capable to detonate the bomb but it may be thrown back out of it. If the bomb is not present the particle will transit the channel. On the exit of this channel for the bomb we will arrange the cone featured above with the grain of sand with **infinitesimal** radius on the cone vortex. If our infinitesimally light particle would throw down the grain of sand from the vertex it means that the bomb is not present. If the grain of sand would remains on the vertex after exit of particles beam from the second channel it means that the bomb is present.*

In the given example infinitesimally light particle is an analogue of an "imponderable" wave function of the light quantum. But the light quantum is sensitive to behavior of this "imponderable" wave function. Equally, the grain of sand with infinitesimal radius on the cone vertex is sensitive with respect to infinitesimally light particle.

Summing up, it is possible to say that the difference between quantum and classical systems is not as fundamental as it is usually considered.

Application B. Expansion on modes at arbitrary boundary conditions

Encountered quite often is a problem of description of radiation in a closed cavity filled by some substance. Usually it appears by decomposition of radiation on modes. These modes are a set of eigenfunctions of the wave equation for some cavity and for some boundary conditions. For example, it is a square cavity with periodical boundary conditions. Then the received radiation decomposition is substituted to the wave equation for radiation. There the modes of the series are differentiated termwise. Thus, such radiation feature as $\omega(\mathbf{k})$ is received. Here ω is frequency of a mode; \mathbf{k} is a mode wave vector; $|\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$; λ is a mode wave length.

But here there is a purely mathematical problem. Suppose that the modes have been discovered for some shape of the cavity and for some boundary conditions. For termwise differentiability uniform convergence in all points of space is required. It is automatically true for any radiation with the same shape of a concavity and boundary conditions as modes. But for any other case it is not true. Modes are the full orthogonal set and any radiation may be presented as superposition of such modes. But generally the series converges nonuniformly (the series converges badly near cavity boundaries) and can not be termwise differentiable. The problem of possible necessity using different modes for different boundary conditions is discussed in Peierls's book [32]. However, a case is considered there when some complete orthonormal set of modes exists for given boundary conditions. But the situation is possible that for such boundary condition no set of such modes is possible. Or the boundary conditions are not known, and only energy requirements on boundary are known. How can the problem be solved for such cases?

The point is that all perturbations in radiation are expanding with a velocity which is not exceeding the speed of light in cavity $v=c$. It means that any perturbation of initial conditions of radiation expands from a point x to a point x_1 only over finite time $(x-x_1)/c$. It means that perturbations from walls will reach the centre of the cavity in time $t=L/c$, where L is a characteristic size of the cavity. Non-uniform convergence appears only near the cavity walls. So inside the cavity far from walls the exact radiation field is almost precisely equal to the modes series during time L/c . Therefore, this field has uniform convergence and can be termwise differentiable during time L/c .

To estimate correctly frequency of a mode $\omega(\mathbf{k})$ it is necessary that its amplitude does not change essentially from walls perturbation over time $t \gg T$. $T = 2\pi/\omega(\mathbf{k})$ is time period of the mode. There from we receive the requirement of cavity macroscopicity:

$$2\pi/\omega \ll L/c$$

or

$$L \gg 2\pi(c/\omega)$$

ω - correspondent to maximum of frequencies $\omega(\mathbf{k})$.

Let suppose that this condition is fulfilled.

It means that termwise differentiation of modes far from concavity walls can be made over timescales $t < 2\pi/\omega = L/c$.

On timescales $t > L/c$ the outcome cannot be correct. Here the energy conservation law and the entropy increase law are usually used. By means of these laws slow evolution of amplitudes $A(t, \mathbf{r})$ and phases $\varphi(t, \mathbf{r})$ of modes can be received:

$$E(t, \mathbf{r}) = \sum_i A_i(t, \mathbf{r}) \sin(\omega(\mathbf{k}_i)t + \mathbf{k}_i \mathbf{r} + \varphi_i(t, \mathbf{r}))$$

For vacuum:

$$\omega(\mathbf{k}) = c|\mathbf{k}|$$

$$L \gg \lambda$$

Bibliography

1. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic "The Universal Arrow of Time I: Classical mechanics", arXiv:1011.4173
2. M. Schlosshauer, "Decoherence and the Quantum-to-Classical Transition" (Springer, 2007)
3. Zurek W.H., "Decoherence, einselection, and the quantum origins of the classical", REVIEWS OF MODERN PHYSICS, VOLUME 75, Issue 3, 2003
4. Maccone L., "Quantum solution to the arrow-of-time dilemma", Phys.Rev.Lett., 103:080401,2009
5. Oleg Kupervasser, Dimitri Laikov, Comment on "Quantum Solution to the Arrow-of-Time Dilemma" of L. Maccone, arXiv:0911.2610
6. D. Jennings, T. Rudolph, Comment on "Quantum Solution to the Arrow-of-Time Dilemma" of L. Maccone, Phys. Rev. Lett. 104, 148901 (2010).
7. D. Jennings, T. Rudolph, "Entanglement and the Thermodynamic Arrow of Time", Phys. Rev. E, 81:061130,2010
8. Stockmann "Quantum Chaos", Cambridge University Press (2000)
9. Stanford encyclopedia of Philosophy: Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics, <http://plato.stanford.edu/entries/qm-manyworlds/>
10. O. Kupervasser, arXiv:0911.2076.
11. O. Kupervasser, D. Laikov, arXiv:0911.2610
12. O. Kupervasser, nlin/0508025
13. O. Kupervasser, nlin/0407033
14. Ilya Prigogine, «From being to becoming: time and complexity in the physical sciences», W.H. Freeman, San Francisco, 1980.
15. Karl Blum *Density Matrix Theory and Applications*, Plenum Press, New York, 1981

16. Ghirardi, G.C., Rimini, A., and Weber, T. (1985). "A Model for a Unified Quantum Description of Macroscopic and Microscopic Systems". Quantum Probability and Applications, L. Accardi et al. (eds), Springer, Berlin.
17. Wheeler, J.A.; Zurek, W.H. *Quantum Theory and Measurement*, Princeton University Press, Princeton, N.J, 1983
18. Klimontovich, L. *Statistical Physics*, Harwood, New York, 1986
19. Jonathon Friedman et al., "Quantum superposition of distinct macroscopic states", Nature, 406, 43-46 (Jul. 6, 2000)
20. Alexey Nikulov, Comment on "Probing Noise in Flux Qubits via Macroscopic Resonant Tunneling", arXiv:0903.3575v1
21. Daneri A., Loinger A., Prosperi G. M., Quantum theory of measurement and ergodicity conditions, Nuclear Phys., 1962, v 33, p.297-319
22. Anthony Sudbery. Quantum Mechanics and the Particles of Nature: An Outline for Mathematicians. Cambridge University Press, New York, 1986
23. J. von Neumann *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*, Springer, Berlin, 1932
24. H.D. Zeh, *The Physical Basis of the Direction of Time* (Springer, Heidelberg, 2007).
25. H.D. Zeh, Entropy 7, 199 (2005).
26. H.D. Zeh, Entropy 8, 44 (2006).
27. Erich Joos, H. Dieter Zeh, Claus Kiefer, Domenico J. W. Giulini, Joachim Kupsch, Ion-Olimpiu Stamatescu, "Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory", p. 500, Springer, 2003
28. Maccone L., A quantum solution to the arrow-of-time dilemma: reply, arXiv:0912.5394
29. Avshalom Elitzur, Vaidman L., Quantum mechanical interaction – free measurement, Found Phys., 29, 987-997
30. Albert, D. Z., *Quantum Mechanics and Experience*. Harvard University Press, Cambridge, 1992
31. John Byron Manchak, *Self-Measurement and the Uncertainty Relations*, Department of Logic and Philosophy of Science, University of California.
<http://philpapers.org/rec/MANSAT>
32. Rudolf Peierls, *Surprises in theoretical physics*. Princeton, N.J.: Princeton University Press, 1979

Chapter 3. The Universal Arrow of Time: Nonquantum gravitation theory

0. Abstract: Solution of "informational paradox" for black holes and "paradox with the grandfather" for time travel "wormholes"

The paper is dealing with the analysis of general relativity theory (theory of gravitation) from the point of view of thermodynamic time arrow. Within this framework "informational paradox" for black holes and "paradox with the grandfather" for time travel "wormholes" are resolved.

1. Introduction.

In this paper we consider a thermodynamic time arrow [1-2] (defined by a direction of the entropy increase) within the limits of the non-quantum relativistic gravitation theory. In the

classical Hamilton mechanics any initial and final states are possible. Besides, there is one-to-one correspondence between them. The situation is different with relativistic theory of gravitation. There are topological singularities of space which make possible a situation when for *finite* time different initial states give an identical final state. It is a collapse of black holes. On the other hand, having considered inverse process in time - white holes, we receive a situation when a single initial state can give a set of different final states for a *finite* time. There are also situations of other sort when non-arbitrary initial states are possible. It is a case of "wormholes" through which it is possible to travel in the past. Thus, there is necessity of self-consistency between the past and the future making impossible some initial states. Black Holes lead to informational paradox, and "wormholes" lead to "paradox with the grandfather". Analysis of these situations from a point of view of thermodynamical time arrow and resolution of the defined above paradoxes are a topic of this paper.

2. Black Hole

In modern cosmological models there are some phenomena additional to those featured in classical mechanics. In Einstein's relativity theory, as well as in classical mechanics, motion is reversible. But there is also an important difference from classical mechanics. It is *ambiguity* of a solution of an initial value problem: deriving a final state of a system from the complete set of initial and boundary conditions can give multiple solutions or no solution. In general relativity theory, unlike classical mechanics, two various states for *finite* time can give infinitesimally close states. It happens at formation of a black hole as a result of a collapse. Hence, formation of the black hole goes with its entropy increase.

Let's consider an inverse process featuring a white hole. In this process infinitesimally close initial states for *finite* time can give different terminating states. Time reversion leads to appearing of a white hole and results in entropy decrease. The white hole cannot exist in a reality because of the same reasons on which processes with entropy decrease are impossible in classical mechanics.

However, its instability is much stronger than instability in classical mechanics. It has finite value in respect to *infinitesimally small* perturbations. As a consequence, there are alignment of thermodynamic time arrows between the white hole and the observer/environment. The white hole transforms to a black hole for the observer. It means that the observer/environment even *infinitesimally weakly* interacting with the white hole can affect considerably its evolution for finite time. Thus the gravitational interaction of the observer/environment with the white hole is always different from zero.

There is a well-known informational paradox here [3]: the collapse leads to losses of the information in the Black Hole. It, in turn, results in incompleteness of our knowledge of a state of system and, hence, to unpredictability of dynamics of system, including Black Hole. The information which in classical mechanics always conserves in a black hole disappears for ever. Is it really so? Or, probably, it is stored in some form inside of a black hole? Usually only two answers to this problem are considered: either the information really vanishes completely; or the information is stored inside and can be extracted by some way. But, most likely, the third answer is true. Because of inevitable influence of the observer/environment it is impossible to distinguish these two situations experimentally in principle! And if it is impossible to verify something experimentally, it cannot be a topic for the science.

Actually, suppose that the information is stored in a black hole. Is it possible to resolve informational paradox and to extract this information from it? Perhaps, we can reverse a collapsed black hole, to convert it into a white hole and to extract the disappeared information? It would seem impossible. But recently an interesting paper appeared which seems allowing to make it, although indirectly [4]. It is proved that a black hole is completely equivalent to an entry to a channel coupling two Universes, and an entry of this channel is similar to the black hole, while an exit is similar to the white hole. This white hole can be considered, in some sense, as a

reversed black hole. But to verify that the information does not disappear we should come into the second Universe. To do it, we need to suppose that there is some “wormhole” which connects these two Universes. Let assume that the observer can pass it and observe the white hole. But even if it happens, we know that the white hole is extremely unstable with respect to any observation. Attempts to observe it will result in its transformation into a black hole. It will close any possibility to verify that the information is stored. Hence, both solutions of informational paradox are really equivalent and observationally are not distinguishable.

This property of nonreversible information losses results in the fact that the entropy increase law turns to be an exact law of the nature within framework of the gravitational theory. Really, here appears such a new fundamental value as entropy of a black hole. It distinguishes gravitational theory from classical mechanics where the law entropy increase law has only approximate character (FAPP, for all practical purposes).

The accelerated expansion of the Universe results in the same effect of nonreversible information losses: there are unobservable fields, whence we are not reached even by light. Hence, these fields are unobservable, and the information stored in them is lost. Once again, it results in unpredictability of relativistic dynamics.

3. Time wormhole

Let us consider from the point of view of the entropy such a paradoxical object of general relativity theory as time “wormhole” [5]. At first we will consider the most popular variant offered by Morris and Thorne [6]. Suppose we have a space wormhole with the extremities lying nearby. By a very simple procedure (we will place one of the extremities on a spaceship and move it with a speed close to the speed of light, and then we will return this extremity on the former place) this space wormhole can be converted into a time wormhole (wormhole traversing space into one traversing time). It can be used as a time machine. Such wormhole demands the special exotic matter necessary for conserving its equilibrium. However, there were models of a time machine which allow dispensing absolutely without the exotic substance [7, 9]. Or, using an electromagnetic field, allow dispensing by its small amount [8]. Use of such a time machine can lead to the well-known “paradox of the grandfather” when the grandson, being returned in the past, kills his grandfather. How can this paradox be resolved?

From the physical point of view, the paradox of the grandfather means that not all initial states which exist before time machine formation are realizable. Introducing the additional feedback between the future and the past, a time wormhole makes them impossible. Hence, we either should explain non-reliability of such initial states, or suppose that time “wormhole” is unstable, like a white hole, and easily changes.

Curiously enough, but the both explanations are true. However, for macroscopic wormholes the first explanation has priority. Really, it would be desirable very much to have a macroscopic topology of the space to be stable. Constrains on initial states appears from entropy increase law and the corresponding alignment of thermodynamic time arrows related to instability of states with opposite directions of these time arrows [1-2]. But macroscopic laws of thermodynamics are probabilistic. For a very small number of cases they are not correct (large-scale fluctuations). Both for these situations and for microscopic wormholes where the concept of a thermodynamic time arrows and thermodynamics laws are not applicable, the second explanation will have priority. It is related to extreme instability of the topology which is defined by the time machine [9]. We discussed above such type of extreme instability for white holes. For macroscopic wormholes the solution can be discovered by means of the entropy increase law. It is ensured by instability of processes with the entropy decrease with respect to the Universe. This instability results in alignment of thermodynamic time arrows.

Indeed, a space wormhole does not lead to a paradox. The objects immersed by its one extremity will go out of the other extremity during later time. Thus, the objects from a more normalized low-entropy past occur in a less normalized high-entropy future. During the motion

through the wormhole, the entropy of the travelling objects also increases: they transfer from a more normalized state into a less normalized one. Thus, the time arrows of the object travelling inside of the wormhole, and the time arrow of the world around the wormhole would have the same directions. It is also true for travelling through the time wormhole from the past to the future.

However, for travelling from the future to the past of the time arrow directions of the traveler into the wormhole and the world around the wormhole will already be opposite [10, 11-13]. Really, the object travels from the less normalized future to the more normalized past but its entropy increases, instead of decreasing! Hence, thermodynamic time arrows of the Universe and of the traveler will have opposite directions. Such process at which entropies of the traveler decreases concerning the Universe are unstable [1-2]. Hence, “memory about the past” of the traveler will be destroyed (and, may be, he will be destroyed completely), what will not allow him “to kill the grandfather”.

Which mechanism at travelling in the wormhole ensures alignment of thermodynamic time arrows of the traveler and the Universe? Both extremities of a “wormhole” are large bodies having some finite temperature. Both extremities under the second thermodynamics laws inevitably should radiate light which partially penetrates into the wormhole. Already at the moment of formation of a “time machine” (transformation of the space wormhole into the time one), a closed light ray appears between its extremities. Every time when the ray spins a circle it gets more and more biased to a violet part of the spectrum. Passing a circle after circle, rays are lost their focal point; therefore energy does not get amplified and does not become infinite. The violet bias means that the history of a particle of light is finite and defined by its coordinate time, despite the infinite number of circles [14]. This and other rays of light in the wormhole fluctuate. They also have a direction of its thermodynamic time arrow coinciding with a thermodynamic time arrow of the Universe. Thanks to the inevitable interaction with this radiation, a very unstable state of the traveler is destroyed. The state of the traveler is unstable because his thermodynamic time arrow is opposite to the Universe thermodynamic time arrows. The resulting destruction is enough to prevent the paradox of the grandfather.

“Free will” would allow us to initiate freely only irreversible processes with the entropy increase, but not with its decrease. Thus, we cannot send an object from the future to the past. Process of alignment of thermodynamic time arrows and the correspondent entropy increase law forbids *the initial conditions* necessary for travelling of the macroscopic object to the past and resulting in the “paradox of the grandfather”.

In paper [10] it is strictly mathematically proved that the thermodynamic time arrow cannot have identical orientation with the coordinate time arrow during all travel over a closed timelike curve. Process of alignment of thermodynamic time arrows (related to instability of processes with entropy decrease) is this very *physical mechanism* which actually ensures performance of the entropy increase law.

Macroscopic laws of thermodynamics are probabilistic. For a very small number of cases they do not work (large-scale fluctuations). Both for these situations and for microscopic systems where thermodynamics laws are not applicable, the other explanation of the grandfather paradox will have priority. In this case the time wormhole, like a white hole, appears unstable even with respect to infinitesimally weak perturbations from gravitation of travelling object. It can result in its fracture and prevention of the paradoxes, as is proved strictly in [9]. What are outcomes of reorganization of the space-time topology after fracture of the time wormhole? The author of [9] writes:

“As we argue ... non-uniqueness does not let the time travel paradoxes into general relativity — whatever happens in a causal region, a space-time always can evolve so that to avoid any paradoxes (at the sacrifice of the time machine at a pinch). The resulting space-times sometimes ... curiously remind one of the many-world pictures”.

Let’s formulate the final conclusion: *for macroscopic processes* instability of processes with the entropy decrease and correspondent alignment of thermodynamic time arrows makes

existence of initial conditions that allow travel to the past to be almost impossible. Thereby it prevents both wormholes fracture and traveling of macroscopic bodies in the past leading to the “paradox of the grandfather”.

For very improbable situations of macroscopic wormholes and for microscopic wormholes the wormhole fracture must occur. This fracture is a result of a remarkable property of general relativity theory – extreme instability: infinitesimal external action (for example, gravitation from traveler) can produce wormhole fracture for finite time!

4. Conclusions

Let's summarize the said above. A process of observation should be inevitably taken into account when examining any physical process. We must transform from ideal dynamics over coordinate time arrow to observable dynamics with respect to thermodynamic time arrow of observer. It allows us to exclude all unobservable in the reality phenomena leading to paradoxes. Thus it is necessary to consider the following things. The observer inevitably is a non-equilibrium macroscopic chaotic body with the thermodynamic time arrow defined by his entropy increase direction. He yields all measurements with respect to this thermodynamic time arrow. Dynamics of bodies with respect to this thermodynamic time arrow is referred to as observable dynamics. It differs from ideal dynamics, with respect to the coordinate time arrow. All bodies are featured in observable dynamics in macroparameters, unlike in the ideal dynamics where microparameters are used. The coordinate does not exist at thermodynamic equilibrium. It can change the direction and does not coincide with the coordinate time arrow of the ideal dynamics. There is always a small interaction between the observer and observable system. It leads to alignment of thermodynamic time arrows of the observer and the observable systems.

We can see a mysterious situation. The same reasons which have allowed us to resolve paradoxes of wave packet reduction in quantum mechanics, paradoxes of Loshmidt and Poincare in classical mechanics allow to resolve the informational paradox of black holes and the paradox of the grandfather for time wormholes. Such remarkable universality!

Bibliography

1. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic “The Universal Arrow of Time I: Classical mechanics”, arXiv:1011.4173
2. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time II: Quantum mechanics case” arXiv::1106.6160
3. Preskill, John (1992), *Do black holes destroy information?*, [arXiv:hep-th/9209058](https://arxiv.org/abs/hep-th/9209058)
4. Nikodem J. Popławski «Radial motion into an Einstein–Rosen bridge» *Physics Letters B* 687 (2010) 110–113
5. Joaquin P. Noyola, *Relativity and Wormholes*, Department of Physics, University of Texas at Arlington, Arlington, TX 76019, (2006)
http://www.uta.edu/physics/main/resources/ug_seminars/papers/RelativityandWormholes.doc
6. M. Morris, and K. Thorne, *Am. J. Phys.* 56 (4), (1988).
7. Amos Ori, A new time-machine model with compact vacuum core, *Phys Rev Lett*, 95, 021101 (2005)
8. I.D. Novikov, N.S. Kardashev, A.A. Shatskii *Physics-Uspekhi*, V. 177, N 9, P.1017, (2007)
9. S. V. Krasnikov, The time travel paradox, *Phys.Rev. D*65 (2002) ,
<http://arxiv.org/abs/gr-qc/0109029>

10. Hrvoje Nikolic, CAUSAL PARADOXES: A CONFLICT BETWEEN RELATIVITY AND THE ARROW OF TIME, Foundations of Physics Letters, Volume 19, Number 3, June 2006, p. 259-267(9)
11. H.D. Zeh, *The Physical Basis of the Direction of Time* (Springer, Heidelberg, 2007).
12. H. D. Zeh Remarks on the Compatibility of Opposite Arrows of Time *Entropy* 2005, 7(4), 199-207
13. H. D. Zeh Remarks on the Compatibility of Opposite Arrows of Time II *Entropy* 2006, 8[2], 44-49
14. Hawking S.W., Thorne K.S., Novikov I., Ferris T., Lightman A., Price R. “The future of Spacetime”, California, Institute of Technology (2002)

Chapter 4. The Universal Arrow of Time: Quantum gravitation theory

0. Abstract: Solution of “informational paradox” for black holes, “paradox with the grandfather” for time travel “wormholes”, black stars paradox, Penrose’s project of new quantum gravitation theory paradoxes, anthropic principle paradox.

The paper is dealing with the analysis of quantum gravitation theory from the point of view of thermodynamic time arrow. Within this framework “informational paradox” for black holes and “paradox with the grandfather” for time travel “wormholes”, black stars, Penrose’s project of new quantum gravitation theory, anthropic principle are considered.

1. Introduction

The paper includes the analysis of quantum gravitation theory from the point of view of the thermodynamic time arrow [1-3]. Within this framework “informational paradox” for black holes and “paradox of the grandfather” for time “wormholes”, black stars [4] and anthropic principle [5] are considered. It is shown that wishes of Penrose [6-7] for the future theory of quantum gravitation need not creation of a new theory but can be realized within framework of already existing theories by means of the thermodynamic approach.

2. Black holes

In general relativity theory, unlike in classical mechanics, two different states for *finite* time can give infinitesimally close states. It happens during formation of a black hole as a result of its collapse. It results in the well-known informational paradox [8]: the collapse leads to losses of the information in the black hole. It results in incompleteness of our knowledge of the system state. Hence, it can lead to unpredictability of the system dynamics. The information which in classical and quantum mechanics is always conserved disappears in a black hole. Is it really so? Usually only two answers to this problem are considered: either the information really vanishes completely, or the information is conserved inside the black hole and can be extracted. We will see that in quantum gravitation we have the same answer, as in general relativity theory – both answers are possible and true because the difference is not observed experimentally.

For the semi-classical theory of gravitation where gravitation is featured by relativistic relativity theory and fields are featured by quantum field theory, resolution of the paradox is made with the help of Hawking radiation.

In quantum field theory the physical vacuum is filled by permanently appearing and disappearing “virtual particles”. Close to the event horizon (but nevertheless outside it) of a black hole, pairs of particle-antiparticle can be born directly from vacuum. A situation is possible when an antiparticle total energy appears to be subzero, and a particle total energy appears to be positive. Falling to the black hole, the antiparticle reduces its total energy and mass while the particle is capable to fly away to infinity. For a remote observer it looks like Hawking radiation of the black hole.

Since this radiation is incoherent, all information accumulated inside of it disappears after evaporation of the black hole. It is an answer of the semi-classical theory. It would seem that this result contradicts to reversibility and unitarity of quantum mechanics where the information can not be lost. We would expect the same result from quantum gravitation theory. But is it really so?

We don't have now a finished theory of quantum gravitation. However, for a special case of the 5-dimensional anti-de-Sitter space this paradox is considered by many scientists to be resolved. The information is supposed to be conserved, because a hypothesis about AdS/CFT dualities, i.e. hypotheses that quantum gravitation in the 5-dimensional anti-de-Sitter space (that is with the negative cosmological term) is equivalent mathematically to a conformal field theory on a 4-surface of this world [9]. It was checked in some special cases but not proved yet in a general case.

Suppose that if this hypothesis is really true, it automatically solves the problem of information. The matter is that the conformal field theory is structurally unitary. If it is really dual to quantum gravitation then the corresponding quantum gravitation theory is unitary too. So, the information in this case is not lost.

Let's note that it not so. Taking into account the influence of the observer makes information losses inevitable. The process of black hole formation and its subsequent evaporation happens on the whole surface of the anti-de-Sitter world (described by the conformal quantum theory) which includes the observer as well. The observer inevitably gravitationally interacts with the black hole and its radiation. Unlike to the conventional quantum mechanics, all-pervading gravitational interaction exists in quantum gravitation. So, influence of the observer already cannot be made negligibly small under any requirements. Interaction with the observer makes the system not unitary, similarly to the semi-classical case.

It would seem that we can solve the problem by including the observer in the description of the system. But the observer cannot precisely know the initial state and analyze the system when he is its part! So, he cannot experimentally verify the difference between unitary and not unitary evolution. It is necessary to have complete knowledge of the system state for such verification. But it is impossible at introspection.

In the anti-de-Sitter world Universe expansion is inevitably replaced by a collapse. But the same effect information losses are available also for the accelerated expansion of the Universe - there appear unobservable parts of Universe, whence we are not reached even by light. Hence, these parts are unobservable, and the information containing in them is lost. It again results in unpredictability.

Thus, the experimental verification of the informational paradox becomes impossible *in principle* again! In case of quantum gravitation information, conservation happens only on paper in the ideal dynamics. In the real observable dynamics the difference is not observed experimentally in principle. It is possible to consider both answers to the problem to be correct. The two cases of conservation or non-conservation of information are not distinguishable experimentally.

Principal difference between the conventional quantum theory and quantum gravitation theory occurs because of inevitable gravitational interaction. In usual quantum theory interaction

between an observer and an observed system can be made zero in principle at known initial conditions of the observed system. In quantum gravitational systems the small gravitational interaction with the observer is irremovable in principle: it creates principally inherent decoherence and converts evolution of any observable system into non-unitary. Only the non-observable ideal evolution on paper can be made formally unitary. But it is also possible not to make it unitary – here we have freedom to choose. If we wish to feature real observable dynamics we can put the dynamics to be non-unitary. For macrobodies such observable dynamics is quasi-classical theory. It is experimentally indistinguishable for the real macroscopic observer from unitary quantum gravitation dynamics of large black holes.

3. Time wormhole

Let us consider from the point of view of the entropy such a paradoxical object of general relativity theory as time “wormhole” [5]. At first we will consider the most popular variant offered by Morris and Thorne [6]. Suppose we have a space wormhole with the extremities lying nearby. By a very simple procedure (we will place one of the extremities on a spaceship and move it with a speed close to the speed of light, and then we will return this extremity on the former place) this space wormhole can be converted into a time wormhole (wormhole traversing space into one traversing time). It can be used as a time machine. Such wormhole demands the special exotic matter necessary for conserving its equilibrium. However, there were models of a time machine which allow dispensing absolutely without the exotic substance [7, 9]. Or, using an electromagnetic field, allow dispensing by its small amount [8]. Use of such a time machine can lead to the well-known “paradox of the grandfather” when the grandson, being returned in the past, kills his grandfather. How can this paradox be resolved?

Let’s consider that the answer to this problem is given by the semi-classical theory of gravitation. Suppose that the macroscopic topology of the space related to the time machine is unchanged. At the moment of the time machine formation (transformation of the space wormhole into time one) between its extremities there is a closed light ray. Its energy does not reach infinity, despite the infinite number of passes, because of a defocusing of the light [16]. Another situation, however, arises in the semi-classical theory with a radiation field of “vacuum fluctuations” [14]. Passing the infinite number of times through the wormhole and being summed with each other, these fluctuations reach the infinite energy which will destroy any traveller.

However, the situation in quantum gravitation is different. Quantum fluctuations contain large energies when they arise on short distances. So it is possible to find so small distance on which energy of fluctuation will be large enough for formation of a tiny black hole, and the horizon of this tiny black hole will have the same size as this small distance. The space - time is not capable to remain homogeneous on such short distances. This mechanism ensures natural “blocking” of singular fluctuations formation, restricting them in their sizes: “maximum energy in minimal sizes” [16].

Detailed calculations of quantum gravitation show [15] that this “blocking” to formation of singular fluctuations provides a very small but not a zero probability of unobstructed transiting through a time “wormhole” for macroscopic object. How can the “paradox of the grandfather” be prevented in this situation? Here it is convenient for us to use the language of the multi-world interpretation of quantum mechanics. To prevent this paradox, the traveller should penetrate into the parallel world where it can easily “kill the grandfather” without breaking a causality principle. Such a parallel world will interfere quantum-mechanically with the worlds of the “not killed grandfather” where the observer was unsuccessful to transit the time wormhole. However, the probability amplitude of such the world will be extremely small. Can the observer in the world where “the grandfather is not killed” discover the alternative world at least in principle, using quantum correlations between the worlds? Similarly to “paradox of the Schrodinger cat, he cannot do it because of the same reasons as in the conventional quantum mechanics [2].

Observation of large effects of quantum correlations is impossible because of “observer’s memory erasing” [1-2]. Penetration to the parallel world of quantum mechanics is experimentally indistinguishable from the time wormhole fracture and penetration to the parallel world of general relativity theory [3, 17]. It means that from the point of view of the external real macroscopic observer a situation when the traveler has perished in the wormhole or has penetrated in “another world” is observationally indistinguishable. It is equivalent to a situation when the traveller falls into a black hole. We do not know whether he is crushed in the singularity or penetrated into “the other world” through the white hole [18]. (Although this difference is observed and essential for the traveller. But he will carry away all these observations with himself into “the other world”.) We see that as well as in a case of “informational paradox”, the difference between quantum and semi-classical theories for macroscopic objects experimentally is not observed for the macroscopic observer which is not travelling in the time wormhole.

4. Black stars

Recently an interesting theory of “black stars” appeared [4]. Usually a collapse of a black hole is considered as a fast process. However, we don’t know well states of the matter under high pressures. We know that intermediate stages such as white dwarfs or neutron stars are possible before a black hole collapse. These intermediate stages make a collapse not avalanche-like but gradual. Probably, additional intermediate stages will appear on the way to a collapse, for example, quark stars. These intermediate stages make this process to be gradual without a fast collapse at all. For classical gravitation it is incidental. The star becomes a black hole for gradual process too. But for semi-classical gravitation it is important. It can be shown that for such case at slow squeezing quantum fluctuations at a surface will prevent a star material to collapse to a singularity and to become a black hole. Outside, this object would be similar to a black hole but inside it would be different, conserving all information without singularity. It will allow for a traveller to penetrate through its surface and to come back. It is worth to note that there is a considerable objection against such picture.

How stable is such construction of a star with respect to the external perturbation imported by the traveller? Also how stable is the traveller during such travel? The traveller is a macroscopic body. After penetration to a black star, he will increase its mass stepwise at finite value. It can result in its collapse to a black hole. Suppose that the process again goes “gradually” without collapse. Then the traveller “would be dissolved” into the star and cannot come back as well. Thus, it seems that the difference between a black star and a black hole can not be observed experimentally. So, it means that the difference between these objects exists only on paper, i.e. in ideal dynamics.

5. Penrose’s project of new quantum gravity theory

In his remarkable books [6-7] Penrose gives a remarkable prediction of the future theory of quantum gravitation. In this theory:

- 1) Unlike to usual quantum mechanics, wave packet reduction is a fundamental property of the theory.
- 2) This reduction is inseparably linked with the phenomenon of gravitation.
- 3) The reduction leads not only to probabilistic laws but can lead to some more complex uncertain behavior that can not be predicted even by a probability law.
- 4) Unlike to remarkable coherent quantum systems, classical chaotic non-equilibrium systems are exposed to criticism. They are supposed to be not relevant for modelling of real complex systems. The unpredictable systems described above must be only pure quantum system.

It is worth to note that we need not a new theory for receiving all these properties. Let's take into account an inevitable gravitational interaction of the macroscopic real observer and his thermodynamic time arrow. It results in all described above outcomes within framework of already existing theories of quantum gravitation. Besides, classical chaotic non-equilibrium systems possess all properties of quantum ones. For any "purely quantum effect" it is always possible to discover such classical analogue (Appendix A [2]). Namely:

1) We saw above that an inevitable gravitational interaction of a macroscopic real observer with an unstable observable system inevitably makes evolution of the observable system non-unitary. The difference between the unitary and non-unitary theory exists only on paper and is not observed experimentally in quantum gravitation theory.

2) Because of the reasons stated above the gravitation interaction results in the inevitable reduction and correspondent non-unitarity in framework of the current quantum gravitation theory. Moreover, for macroscopic objects the semiclassical theory is already possessing desirable fundamental property of non-unitarity. It is experimentally equivalent to the quantum gravitation theory.

3) Behavior of many macroscopic bodies, in spite of non-unitarity, can be described completely by a set of macroparameters and laws of their evolution. There are, however, *unpredictable* systems whose behavior cannot be described completely even by probability laws.

For example, let us consider quantum computers. Suppose that some person started such a quantum computer and knows its initial state. Its behavior is completely predicted by such person. However, for the second person who is not present at start, its behavior is *uncertain* and *unpredictable*. Moreover, an attempt of the second person to observe some intermediate state of the quantum computer would result in destroying its normal operation.

In case of quantum gravitation even the person who started quantum computer cannot predict its behavior. Indeed, the inevitable gravitational interaction between the person and the quantum computer will make such prediction impossible. Thus, "the unpredictability which is distinct from a probability law" becomes a fundamental property of any quantum gravitation theory.

4) Unstable classical systems in many aspects remind on the properties of the quantum system (Appendix A [2]). Moreover, mathematical models of classical analogues of quantum computers exist [19]. Some paradoxical properties of the life objects reminding quantum computers can be modelled by classical unstable systems [20].

Summing up, we can see that all wishes of Penrose are realizable within the framework of the existing paradigm and there is no need in any new fundamental theory. Moreover, all properties of macroobjects are usually described by macroparameters to exclude influence of the macroscopic observer. That inevitably results in unobservability of too small intervals of time and space. So it is possible to construct their observable dynamics on basis of "discrete model of space-time". But such dynamics would not be a new theory. For any macroscopic observer the dynamics would be experimentally indistinguishable from the current quantum theory of gravitation.

6. Anthropic principle in quantum gravity theory

The number of possible vacuum states in quantum gravitation theory is equal to a very large value. For a selection of suitable vacuums anthropic principle is usually used [5]. It means that evolution of the system should result in appearing an observer which is capable to observe the Universe. But such formulation is of too philosophical nature. It is difficult to use it in practice. We can formulate here more accurate physical principles which are equivalent to the anthropic principle:

The initial state of the Universe should result in formation of its substance in the form of a set of many macroscopic non-equilibrium objects weakly interacting with each other. These objects

should have entropy and temperature. They should have thermodynamic time arrows. Small local interaction between objects should result in alignment of thermodynamic time arrows. Though these objects consist of many particles and are described by a huge set of microparameters, evolution of these objects can be described by a set of macroparameters, except for rare instable state.

However, these unstable states play an important role, forming a basis for origin of an observer in the Universe. There should be unstable global correlations between parts of the Universe and non-equilibrium macrosystems with local interior correlations which are the origin of the observer.

We can conclude here: to get the situation described above, the initial state of the Universe should be highly ordered and possesses the low entropy.

I.e., in short, evolution should result in the world that can be described in the thermodynamic form [1-3, 21-23]. Only such the world can be the origin of an observer who is capable to study this world.

7. Conclusions

We see that the informational paradox and the paradox of the grandfather are resolved in the quantum gravitational theory very similarly to those in the non-quantum general relativity theory. It is realized by consideration of weak interaction of systems with the real non-equilibrium macroscopic observer. Moreover, this approach (similarly to usual quantum theory) allows resolving the wave packet reduction problem. But this reduction in quantum gravitation becomes a fundamental property of the theory, unlike in the case of conventional quantum mechanics. Such approach allows considering other complicated questions of quantum gravitation – anthropic principle, black stars.

Bibliography

1. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic “The Universal Arrow of Time I: Classical mechanics”, arXiv:1011.4173
2. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time II: Quantum mechanics case” arXiv:1106.6160
3. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time III: Nonquantum gravitation theory”, arxiv:1107.0144
4. Barcelo C., Liberati S., Sonego S., Visser M. “Fate of Gravitational Collapse in Semiclassical Gravity”, Phys. Rev. D, V.77, N4 (2008)
5. Hogan J., «Why the Universe is Just So», Rev.Mod.Phys. 72 (2000) ([astro-ph/9909295](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9909295))
6. Roger Penrose, *The Emperor’s New Mind*, Oxford University Press, New York, NY, USA 1989
7. Roger Penrose, *Shadows of the Mind*, Oxford University Press, New York, NY, USA 1994
8. Preskill, John (1992), *Do black holes destroy information?*, [arXiv:hep-th/9209058](https://arxiv.org/abs/hep-th/9209058)
9. Edward Witten, Anti-de Sitter space and holography, *Advances in Theoretical and Mathematical Physics* 2: 253–291, 1998, hep-th/9802150
10. Joaquin P. Noyola, *Relativity and Wormholes*, Department of Physics, University of Texas at Arlington, Arlington, TX 76019, (2006) http://www.uta.edu/physics/main/resources/ug_seminars/papers/RelativityandWormholes.doc
11. M. Morris, and K. Thorne, Am. J. Phys. 56 (4), (1988).

12. Amos Ori, A new time-machine model with compact vacuum core, *Phys Rev Lett*, 95, 021101 (2005)
13. I.D. Novikov, N.S. Kardashev, A.A. Shatskii *Physics-Usppekhi*, V. 177, N 9, P.1017, (2007)
14. *Sung-Won Kim* and K. S. *Thorne*, *Phys. Rev. D* 43, 3929 (1991).
15. M. J. Cassidy, S. W. Hawking, “Models for Chronology Selection”, *Phys.Rev. D*57 (1998) 2372-2380
16. Hawking S.W., Thorne K.S., Novikov I., Ferris T., Lightman A., Price R. “The future of Spacetime”, California, Institute of Technology (2002)
17. S. V. Krasnikov, The time travel paradox, *Phys.Rev. D*65 (2002) , <http://arxiv.org/abs/gr-qc/0109029>
18. Nikodem J. Popławski «Radial motion into an Einstein–Rosen bridge» *Physics Letters B* 687 (2010) 110–113
19. Siegelmann, H.T. *Neural Network and Analog Computation: Beyond the Turing Limit*, Birkhauser, 1998
20. Calude, C.S., Paun, G. Bio-steps beyond Turing, *BioSystems*, 2004, v 77, 175-194
21. H.D. Zeh, *The Physical Basis of the Direction of Time* (Springer, Heidelberg, 2007).
22. H. D. Zeh Remarks on the Compatibility of Opposite Arrows of Time *Entropy* 2005, 7(4), 199- 207
23. H. D. Zeh Remarks on the Compatibility of Opposite Arrows of Time II *Entropy* 2006, 8[2], 44-49

Chapter 5. The Universal Arrow of Time: Unpredictable dynamics

0. Abstract: Solution of the paradox about contradiction between reductionism and principal (not defined by complexity) emergence on basis Gödel-like theorem; Solution of the paradox about the existence of the systems with entropy decrease.

We see that exact equations of quantum and classical mechanics describe ideal dynamics which is reversible and leads to Poincare’s returns. Real equations of physics describing observable dynamics, for example, master equations of statistical mechanics, hydrodynamic equations of viscous fluid, Boltzmann equation in thermodynamics, and the entropy increase law in the isolated systems are irreversible and exclude Poincare’s returns to the initial state. Besides, these equations describe systems in terms of macroparameters or phase distribution functions of microparameters. There are two reasons of such differences between ideal and observable dynamics. Firstly, there is uncontrollable noise from the external observer. Secondly, when the observer is included into described system (introspection) the complete self-description of a state of such full system is impossible. Besides, introspection is possible during finite time when the thermodynamic time arrow of the observer exists and does not change the direction. Not in all cases ideal dynamics broken by external noise (or being incomplete at introspection) can be changed to predictable observable dynamics. For many systems introduction of macroparameters that allow exhaustive describing of dynamics of the system is impossible. Their dynamics becomes unpredictable in principle, sometimes even unpredictable by the probabilistic way. We will refer to dynamics describing such system as *unpredictable dynamics*. As follows from the definition of such systems, it is impossible to introduce a complete set of macroparameters for *unpredictable dynamics*. (Such set of macroparameters for observable dynamics allowed predicting their behavior by a complete way.) Dynamics of unpredictable systems is not described and not predicted *by scientific* methods. Thus,

the science itself puts boundaries for its applicability. But such systems can *intuitively* “understand itself” and “predict” the behavior “of its own” or even “communicate with each other” at *intuitive* level.

1. Introduction

Let's give definitions of *observed and ideal dynamics* [1-4], and also explain necessity of introduction of observable dynamics. We will refer to exact laws of quantum or classical mechanics as to ideal dynamics. Why have we named them ideal? Because for the most of real systems the entropy increase law or wave packet reduction in the quantum case are observed. These properties contradict with laws of ideal dynamics. Ideal dynamics is reversible and includes Poincare's returns. It is not observed in irreversible observable dynamics. Where does this inconsistency between these kinds of dynamics come from?

The real observer is always a macroscopic system far from thermodynamic equilibrium. It possesses a thermodynamic time arrow of its own which exists for a finite time (until the equilibrium is reached) and can change its direction. Besides, there is a small interaction of the observer with the observable system which results in alignment of thermodynamic time arrows and, in case of quantum mechanics, in wave packet reduction.

The observer describes the observable system in terms of macroparameters and corresponding thermodynamic time arrow. It also results in the difference of observable dynamics and ideal dynamics. The ideal dynamics is formulated with respect to the abstract coordinate time in terms of microparameters.

Violations of ideal dynamics are related to either openness of measured systems (i.e. it can be explained by influence of environment/observer) or impossibility of self-measuring at introspection (for the full closed physical systems including both the environment and the observer). What is it possible to do for such cases? The real system is either open or incomplete, i.e. we cannot use physics for prediction of the system evolution? Not at all!

Lots of such systems can be described by equations of exact or probabilistic dynamics, despite openness or incompleteness of description. We name it observable dynamics. The most of equations in physics – master equations of statistical mechanics, hydrodynamic equation of viscous fluid, Boltzmann equation in thermodynamics, and the entropy increase law – are equations of observable dynamics.

To possess the property specified above observable dynamics should meet certain requirements. It cannot operate with the full set of microvariables. In observable dynamics we use much smaller number of macrovariables which are some functions of microvariables. It makes the dynamics much more stable with respect to errors of initial conditions and external noise. Really, a microstate change does not result inevitably in a macrostate change, as one macrostate is correspondent to a huge set of microstates. For example, in case of gas such macrovariables are density, pressure, temperature and entropy. Microvariables are velocities and coordinates of all its molecules.

How can we get observable dynamics from ideal dynamics? It can be got either by insertion to equations of the ideal equations of small external noise, or insertion of errors to an initial state. Errors/noise should be large enough to break effects unobservable in reality. It is reversibility of motion or Poincare's returns. On the other hand, they should be small enough not to influence observable processes with entropy increase.

For the complete physical system including the observer, observable system and a surrounding medium, Observable Dynamics is not falsifiable in Popper's sense [36] (under condition of fidelity of Ideal Dynamics). I.e. the difference between Ideal and Observable Dynamics in this case cannot be observed in experiment.

However, there are cases when it is not possible to find any observable dynamics. The system are unpredictable, because of either openness or description incompleteness. It is a case of *unpredictable dynamics* [21, 29-33] considered here.

2. Unpredictable dynamics

Let's introduce the concept of *synergetic models* [10]. We will name so simple physical or mathematical systems. Such systems illustrate in a simple form some real or supposed properties of unpredictable and complex (living) systems.

Unpredictable systems, as a result of its unpredictability, are extremely unstable with respect to external observation or thermal noise. To prevent their chaotization, they should have some protection from external influence.

Therefore, we are mainly interested in synergetic models of systems that are capable to protect itself from external noise (from decoherence in quantum mechanics). They conserve internal correlations (quantum or classical), resulting in reversibility or Poincaré's returns. They also can conserve correlations with the surrounding world.

There are three methods for such protection:

1) The passive method - creation of some "walls" or shells impenetrable for noise. It is also possible to keep such systems at very low temperatures. Many models of quantum computers may serve as an example.

2) The active method, inverse to passive - complex dissipative or living systems, they conserve disequilibrium by the help of active interaction and interchanging of energy and substance with environment (metabolism). It is thought that the future models of quantum computers should correspond to this field.

3) When correlations cover the whole Universe. The external source of noise is absent here. Origin of correlations over Universe is that Universe was in low entropy initial states. Universe appeared from Big Bang. We will name these correlations as global correlations. Sometimes it is figuratively named "holographic model of Universe".

The following facts ought to be noted:

- 1) Many complex systems during evolution pass dynamic bifurcation points when there are several alternative ways of future evolution. The selection of one of them depends on the slightest fluctuations of the system state in the bifurcation point [5-6]. In these points even weak correlations can have huge influence on future. These correlations define one from alternative ways of future evolution specified above. Presence of such correlations restricts predictive force of the Science, but it does not restrict at all our personal intuition. Since we are an integral part of our Universe we are capable at some subjective level to "feel" these correlations inaccessible for scientific observation. No contradiction with current physics exists here.
- 2) In the described unobservable systems the entropy decrease is often observed or they are supported at a very low-entropy state. It does not contradict to the second thermodynamics law of the entropy decrease. Really, for creation of both passive and the active protection huge negoentropy from environment is necessary. Therefore the total entropy of system and an environment only increase. The entropy increase law remains correct for a full system (observable system + an environment + the observer) though it is untrue for the observable system. Entropy decrease in the full system can happen, for example Poincaré's returns. But they are unobservable [1-4]. Therefore, we can skip them.
- 3) Existence of many unpredictable systems is accompanied by the entropy decrease (It does not contradict to the entropy increase according to the second law of thermodynamics as it is explained above in the third item). Thus, existence of such systems corresponds to the generalized principle of Le-Shatelie - Brown: the system hinders with any modification of the state caused both by external action, and internal processes, or, otherwise, any modification of a state of the system caused both by external and internal reasons, generates in the system the processes guided on reducing

this modification. In this case the entropy growth generates appearance of systems cause the entropy decrease.

- 4) Often maximum entropy production principle (MaxEPP) demonstrates correct results [38]. According to this principle, the non-equilibrium system to aspire to a state at which entropy growth in system would be maximal. Despite the apparent inconsistency, MaxEPP does not contradict to Prigogine's minimum entropy production principle (MinEPP) for linear non-equilibrium systems [38]. These are absolutely different variation principles. Though for both cases the extreme of the same function (the entropy production) is looked for, but various restrictions and various parameters of a variation are thus used. It is not necessary to oppose these principles, as they are applicable to various stages of evolution of non-equilibrium system. MaxEPP means that dissipative unpredictable systems (including living systems), being in the closed system with finite volume, accelerate appearance of thermodynamic equilibrium for this system. It means that they also reduce Poincare's return time, i.e. promote faster return to the low-entropy state. It again corresponds to the generalized principle of Le-Shatelie - Brown: the entropy growth generates appearance of systems cause the entropy decrease. From all the above-stated it is possible to give a very interesting conclusion: *global "purpose" of dissipative systems (including living systems) is (a) minimization of their own entropy (b) stimulation of the global full system to faster Poincare's return to the initial low-entropy state.*
- 5) Global correlations generally "spread" over a closed system with the finite volume and result only in Poincare's unobservable return [1-4]. However, in the presence of objects conserving local correlations, global correlations can become apparent in correlation between such objects with each other and around the world. Thus, presence of conserved local correlations allows making global correlations to be observable, preventing their full "spreading" over the system.
- 6) The correct definition of thermodynamic macroscopic entropy is a very difficult problem for complex physical systems without local equilibrium [39].
- 7) Very important facts ought to be noted. Unstable correlations exist not only in quantum but also in classical mechanics. Hence, such models should not have only quantum character. They can be also classical! Very often it is wrongly stated that only the quantum mechanics have such properties [11-12]. However, it is not so [7-9]. Introduction of small, but finite interaction by "hands" during classical measurement and small errors of an initial state erases the difference between properties of quantum and classical mechanics (in the presence of unstable correlations of microstates).

3. Synergetic models of local correlations

Let's consider examples of synergetic models of unpredictable systems using the passive or active methods for protection from noise.

1) There are exceptional cases for which there is no alignment of thermodynamic time arrows [12-13].

2) Phase transition or bifurcation points. In such points (some instance for evolution or some value for external parameter) a macroscopic system described by observable dynamics can be transformed not to single but to several macroscopic states. That is, observable dynamics loses the unambiguity in these points. There are huge macroscopic fluctuations in these points, and used macroparameters does not result in predictability of the system. Evolution becomes unpredictable, i.e. there is unpredictable dynamics.

3) Let's take a quantum microscopic or mesoscopic system described by ideal dynamics and isolated from decoherence. Its dynamics depends on uncontrollable microscopic *quantum*

correlations. These correlations are very unstable and can disappear as a result of decoherence (entangling with environment/observer). For example, let us consider a quantum system. Suppose that some person knows its initial and final states only. Its behavior is completely predicted by such person. In the time interval between the start and finish the system is isolated from the environment/observer. In that case these microscopic correlations do not disappear and influence dynamics. However, for the second person who is not present at start, its behavior is *uncertain* and *unpredictable*. Moreover, an attempt of the second person to observe some intermediate state of the quantum computer would result in destroying its normal operation. I.e. from the point of view of such observer, this is unpredictable dynamics. Well-known examples of such systems are *quantum computers* and *quantum cryptographic transmitting systems* [14-15].

Quantum computers are unpredictable for any observer who does not know its state in the beginning of calculations. Any attempt of such observer to measure the intermediate state of a quantum computer during calculation destroys calculation process in unpredictable way. Its other important property is high parallelism of calculation. It is a consequence of QM laws of linearity. Initial state can be chosen as the sum of many possible initial states of “quantum bits of the information”. Because of QM laws of linearity all components of this sum can evolve in independent way. This parallelism allows solving very quickly many important problems which usual computers cannot solve in real time. It gives rise to large hopefulness about future practical use of quantum computers.

Quantum cryptographic transmitting systems use property of the unpredictability and unobservability of “messages” that cannot be read during transmitting by any external observer. Really, these “messages” are usual quantum systems featured by quantum laws and quantum correlations. An external observer which has no information about its initial states and tries to make measuring (reading) of a “message” in course of transmission inevitably destroys this transmission. Thus, message interception appears *principally* impossible under laws of physics.

4) It should be emphasized that, contrary to the widespread opinion, both quantum computers and quantum cryptography [14-15] have classical analogues. Really, in classical systems, unlike in quantum systems, measuring can be made precisely in principle without any distortion of the measured state. However, in classical chaotic systems too there are uncontrollable and unstable microscopic additional correlations resulting in reversibility and Poincaré’s returns. Introducing some small finite perturbation or initial state errors “by hands” destroys these correlations and erases this principal difference between classical and quantum system behavior. Such small external noise from environment always exists in any real system. By isolation of chaotic classical systems from this external noise we obtain classical analogues of isolated quantum devices with quantum correlations.

There exist synergetic models of the classical computers which ensure, like quantum computers, huge parallelism of calculations [7].

Analogues of quantum computers are molecular computers [9]. The huge number of molecules ensures parallelism of evaluations. The unstable microscopic additional correlations (resulting in reversibility and returns) ensure dynamics of intermediate states to be unpredictable for the external observer which is not informed about the computer initial state. He would destroy computer calculation during attempt to measure some intermediate state.

Similar arguments can be used for classical cryptographic transmitting systems using these classical unstable microscopic additional correlations for information transition. “Message” is some classical system that is chaotic in intermediate states. So any attempt to intercept it inevitably destroys it similarly to QM case.

5) Conservation of unstable microscopic correlations can be ensured not only by passive isolation from an environment and the observer but also by active dynamic mechanism of perturbations cancelling. It happens in so-called physical **stationary systems** in which steady state is supported by continuous **stream of energy or substance through system**. An example is a micromaser [16] - a small and well conducting cavity with electromagnetic radiation inside.

The size of a cavity is so small that radiation is necessary to consider with the help of QM. Radiation damps because of interaction with conducting cavity walls. This system is well featured by density matrix in base energy eigenfunction. Such a set is the best choice for observable dynamics. Microscopic correlations correspond to non-diagonal elements of the density matrix. Non-diagonal elements converge to zero much faster than diagonal ones during radiation damping. In other words, decoherence time is much less than relaxation time. However, a beam of excited particles, passing through a micromaser, leads to the strong damping deceleration of density matrix non-diagonal elements (microcorrelations). It also leads to non-zero radiation in steady state.

Also, in the theory of quantum computers methods of the active protection are developed. These methods protect quantum correlations from decoherence. They are capable to conserve correlations as long as desired, by iterating cycles of active quantum error correction. Repetition code in quantum information is not possible due to the no-cloning theorem. Peter Shor was first to discover the method of formulating a quantum error correcting code by storing the information of one qubit onto a highly-entangled state of nine qubits [17].

6) In physics a macrostate is usually considered as some passive function of a microstate. However, it is possible to consider a case when the system observes (measures) both its macrostate and an environment macrostate. The result of the observation (measurement) is recorded into the microscopic “memory”. By such a way the feedback appears between macrostates and microstates.

An example of very complex stationary systems is living systems. Their states are very far from thermodynamic equilibrium and extremely complex. These systems are highly ordered but their order is strongly different from order of a lifeless periodical crystal. Low entropy disequilibrium of live beings is supported by entropy growth in environment¹. It is metabolism - the continuous stream of substance and energy through a live organism. On the other hand, not only metabolism supports disequilibrium, this disequilibrium is itself a catalytic agent of metabolic process, i.e. creates and supports it at a necessary level. As the state of live systems is strongly non-equilibrium, it can support existing unstable microcorrelations, preventing to decoherence. These correlations can be both between parts of a live system and between different live systems (or live systems with lifeless systems). If it happens dynamics of the live system can be referred to as unpredictable dynamics. Huge successes of the molecular biology allow describing very well dynamics of live systems. But there is no proof that we are capable to feature completely all very complex processes in the live system.

It is difficult enough to analyze real living systems within framework of concepts of ideal, observed and unpredictable dynamics because of their huge complexity. But it is possible to construct simple mathematical models. It is, for example, non-equilibrium stationary systems with metabolism. It would allow us to understand a possible role of all of three types of dynamics for such systems. These models can be both quantum [11-12, 18-20, 35] and classical [7-9].

7) The cases described above do not characterize all multiplicity of unpredictable types of dynamics. Exact conditions at which ideal dynamics transfers in observable and unpredictable dynamics present a problem which is not solved completely for mathematics and physics yet. The role of these three types of dynamics for complex stationary systems is an unsolved problem too (being related to the previous problem). The solution of these problems will allow understanding physical principles of life more deeply.

4. Synergetic models of global correlations expanded over the whole Universe

¹ Entropy of the Sun grows in such a way, for example. It is an energy source for life on the Earth.

With the help of synergetic “toy” models it is possible to understand synchronicity² (simultaneity) of processes causally not connected [37], and also to illustrate a phenomenon of global correlations.

Global correlations of the Universe and the definition of life as the totality of systems maintaining correlation in contrast to the external noise is a reasonable explanation of the mysterious silence of Cosmos, i.e. the absence of signals from other intelligent worlds. All parts of the universe having the unique center of origin (Big Bang) are correlated, and life maintains these correlations which are at the base of its existence. Therefore, the emergence of life in different parts of the Universe is correlated, so that all the civilizations have roughly the same level of development, and there aren't just any supercivilizations capable of somehow reaching the Earth.

4.1 Blow up systems

Examples are non-stationary systems with "blow up" [6, 22-25] considered by Kurdumov's school. In these processes a function on plane is defined. Its dynamics is described by the non-linear equation, similar to the equation of burning:

$$\partial \rho / \partial t = f(\rho) + \partial / \partial r (H(\rho) \partial \rho / \partial r), \quad (I)$$

where ρ - density, $N = \int \rho dr$, r - space coordinate, t - time coordinate, $f(\rho)$, $H(\rho)$ - non-linear connections:

$$f(\rho) \rightarrow \rho^\beta, H(\rho) \rightarrow \rho^\sigma,$$

These equations have a set of dynamic solutions named solutions with "blow up". It was proved localization of processes in the form of structures (at $\beta > \sigma + 1$) with discrete spectrum. The structures can be simple (with individual maximums of different intensity). They also can be complex (united simple structures) with different space forms and several maximums of different intensity. It is shown that the non-linear dissipative medium potentially contains a spectrum of such various structures-attractors. Let (r, φ) be polar coordinates.

$$\rho(r, \varphi, t) = g(t) \Theta_i(\xi, \varphi), \quad \xi = \frac{r}{\psi(t)}, \quad 1 < i < N$$

$$g(t) = \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^{\frac{1}{\beta-1}}, \quad \psi(t) = \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^{\frac{\beta-\sigma-1}{\beta-1}}$$

Number of eigenfunctions:

$$N = \frac{\beta - 1}{\beta - \sigma - 1}$$

² The study was conducted by Russian specialists under guidance of Valeri Isakov, a mathematician who specializes in paranormal phenomena. They were not able to obtain data from domestic flights, so the researchers used Western statistics. As it turned out over the past 20 years, flights which ended in disaster were refused by passengers by 18% more in number than in case of normally ended flights. "We are just mathematics who revealed a clear statistical anomaly. But mystically-minded people may well associate it with the existence of some higher power"- quoted Isakov, "Komsomolskaya Pravda".

<http://mysouth.su/2011/06/scientists-have-proved-the-existence-of-guardian-angels/>;

<http://kp.ru/daily/25707/908213/>

“That was Staunton's theory, and the computer bore him out. In cases where planes or trains crash, the vehicles are running at 61 percent capacity, as regards passenger loads. In cases where they don't, the vehicles are running at 76 per cent capacity. That's a difference of 15 percent over a large computer run, and that sort of across-the-board deviation is significant. Staunton points out that, statistically speaking, a 3 percent deviation would be food for thought, and he's right. It's an anomaly the size of Texas. Staunton's deduction was that people know which planes and trains are going to crash... that they are unconsciously predicting the future.”

Stephen King, "The Stand" (1990)

For these solutions a value of function can converge to infinity for *finite* time τ . It is interesting that the function reaches infinity in all maximums in the same instant, i.e. is synchronous. In process of converging to time τ the solution "shrinks", the maximums "blow up" and moves to a common centre. Approximately at the moment of 0.9τ the system becomes unstable, and fluctuations of the initial condition can destroy the solution. For high correlated initial condition it is possible to reduce these fluctuations to as small values as desired.

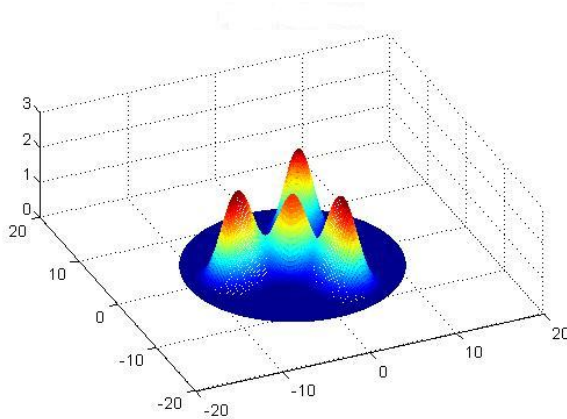


Fig. 1. From [35]. It is one of structures-attractors of the equation of burning (I) in the form of the solution with "blow up".

By means of such models we can illustrate the population growth (or level of engineering development of civilizations) in megacities of our planet [25]. Points of maximum of function ρ are megacities, and population density is a value of the function ρ .

It is possible to spread this model to the whole Universe. Then the points of maximum are civilizations, and population density of civilizations (or level of engineering development of civilizations) is a value of the function ρ . For this purpose we will make the model more complicated. Suppose that at the moment when process starts to go out on a growing asymptotic solution there is very fast expansion ("inflation") of the plane in which process with "blow up" runs. Nevertheless, processes of converging to infinity remain synchronous and are featured by the equation of the same type (only with the changed scale), in spite of the fact that maximums are distant at large intervals.

This complicated model is capable to explain the qualitative synchronism of processes in very far parts of our Universe as a result of "inflation" after Big Bang. The high degree of global correlations reduces the fluctuations leading to destruction of the solution structure. These global correlations are modelling coherence of parts of our Universe.

Processes with "blow up" appear with necessary completeness and complexity only for some narrow set of coefficients of the equation (I). ($N \gg 1$, $\beta > \sigma + 1$, $\beta \approx \sigma + 1$ is a necessary condition for appearance of a structure with large number of maximums and their slow coming to the common center). It allows drawing an analogy with "anthropic principle" [26]. The anthropic principle states that the fundamental constants of the Universe have such values that a result of Universe's evolution is our Universe with anthropic "beings" capable to observe the Universe.

One more fact is worth mentioning: if we want that the ordered state in the model would not be destroyed at $t=0.9\tau$, and would continue to exist as long as possible then exact adjustment is required *not only for model parameters, but also for an initial state*. It is necessary that fluctuations arising from the initial state would not destroy orderliness as long as possible. And the presence of this rare exclusive state can be also explained by the anthropic principle.

4.2 "Cellular" model of Universe

It is also interesting to illustrate the complex processes by means of "cellular" model. Discrete Hopfield's model [27-28] can be used as a good basis. This model can be interpreted as a neural network with a feedback or as a spin lattice (a spin glass) with unequal interactions between spins. Such systems are used for recognition of a pattern.

This system can be featured as a square two-dimensional lattice of meshes $N \times N$ which can be either black or white ($S_i = \pm 1$). Coefficients of linear interaction between meshes J_{ji} are unequal for different pairs of meshes. They can be chosen so that in the process of discrete evolution the overwhelming majority of initial states would transfer in one of possible final states. This set of final states (attractors) can be chosen and defined "by hands".

$$S_i(t+1) = \text{sign} \left[\sum_{j=1}^N J_{ij} S_j(t) \right], \quad 1 \leq i \leq N$$

$$J_{ij} = J_{ji}, \quad J_{kk} = 0 \quad 1 \leq i, j, k \leq N$$

Attractors correspond to energy E minimum:

$$E = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N J_{ij} S_i S_j$$

Let choose lattice attractors to be letters A or B.

There are such two initial unstable states which differ by one mesh only (*a critical element*). Thus, one of them has a state as A attractor, and another as B attractor. Such unstable initial states clearly illustrate a property of the *global instability* of a complex system. This instability is inherent in a system as a whole, not in its some part. Only some external observer can change the value of the critical element and vary the system evolution. Internal dynamics of the system cannot do it. *Global correlation* between meshes of an unstable initial state defines completely a final attractor (A or B) of the lattice.

It is possible to complicate the model. Let suppose that each mesh in the lattice featured above is such a sub-lattice. We will define evolution of such composite lattice going to two stages.

At the first stage large meshes do not interact. Interaction exists only in sub-lattices. This interaction is the same as for the one-stage model featured above. Coefficients of the linear interaction between meshes are chosen so that attractors, as well as its was observed before, are letters A or B. Initial states of all sub-lattices can be chosen as unstable and containing the critical element. We will perceive the final state A of sub-lattices as a black mesh for a large lattice, and the state B of sub-lattices – as a white mesh.

The second stage of evolution is defined as evolution of this large lattice over the same way as in the one-stage model featured above. The initial state of the large lattice is defined by the first stage. This initial state, appearing at the first stage, is also unstable and contains the critical element. For final state of the large lattice to each black mesh, we will appropriate state A of the sub-lattices, and for each white mesh we will appropriate state B of the sub-lattices.

The initial state of the composite lattice can be chosen always so that an attractor of the two-stage process will be A. For every mesh included to A, the sub-lattice state also corresponds to A. Let's name this state of the composite lattice as "A-A". Then this very final attractor can be explained by:

- a) global correlations of the unstable initial state
- b) specific selection of all coefficients of interaction between meshes.

Let's make the model even more complicated. Similarly to the aforesaid, we will make this lattice not two-level but three-level, and the process will be three-stage instead of two-stage. A final state will be "A-A-A".

Let's suppose that prior beginning of the aforementioned three-stage process our composite lattice was occupying a very small field of physical space. But as a result of expansion ("inflation") it was dilated to a huge size. Then the aforementioned three-stage process was begun. Thus, it is possible to explain presence of the unstable correlation of the initial state of the composite lattice leading to a total state "A-A-A". Indeed, before "inflation" all meshes were closed by each other. So the unstable initial correlation can be easily formed under such conditions.

This three-level composite lattice can be compared to our Universe. Its smallest sub-lattices "A" can be compared to "intelligent organisms". Lack of their interaction with the environment at the first stage (before formation of the final state "A") is equivalent to the active or passive protection of internal correlations from external noise. Lattices of the second level in state "A-A" correspond to "civilizations" organized by "intelligent organisms" ("A") at the second stage. At the third stage, "supercivilization" ("A-A-A") is formed by "civilizations" ("A-A").

Then global correlations of the unstable initial state of the composite lattice can serve as analogues of the possible global correlations of the unstable initial state of our Universe existed before its inflation. Coefficients of interaction of the meshes correspond to the fundamental constants of our Universe. The initial process of the lattice expansion (before its three-stage evolutions) corresponds to Big Bang. The specific selection of interaction coefficients between the meshes leading to the asymptotic state "A-A-A", and the initial correlations can be explained by "anthropic principle". Here we remind that the anthropic principle states that the fundamental constants of the Universe have such values that the result of Universe's evolution is our Universe with anthropic "beings" capable to observe the Universe.

5. Conclusions

The phenomenon existence of unpredictable complex (including living) systems is considered in the paper.

It is shown, that though existence of such systems, apparently, contradicts to the entropy increasing law, and actually does not lead to the real contradiction with it. Indeed, for existence of such systems in the real world the very specific boundary conditions are necessary. The entropy increase for making of such requirements in real external world much more exceeds the entropy decrease observed inside such systems.

The possibility of the proof of the Gödel-like theorem for such systems is shown. It means that reductionism (reducibility of the complex system's behavior to fundamental physics laws) does not contradict to existence of the principal emergency. The principal emergency is the existence of principal unpredictability of complex system's behavior on the basis of fundamental physics laws. This emergency is not result of a system complexity only.

It is shown, that this unpredictability is closely connected to existence of the complex correlations both inside these composite systems, and with around world. Simple mathematical models, illustrating the principal possibility of such correlations are constructed.

Bibliography

1. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic "The Universal Arrow of Time I: Classical mechanics", arXiv:1011.4173
2. Oleg Kupervasser "The Universal Arrow of Time II: Quantum mechanics case" arXiv:1106.6160
3. Oleg Kupervasser "The Universal Arrow of Time III: Nonquantum gravitation theory" arXiv:1107.0144

4. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time IV: Quantum gravitation theory” arXiv:1107.0144
5. Getling, A.V. *Rayleigh-Benard Convection: Structures and Dynamics*, World Scientific Publishing Company, Library Binding, Incorporated, 1997, 250 pages
6. Samarskii, A.A.; Galaktionov, V.A.; Kurdyumov, S.P.; Mikhailov, A.P. *Blow-up in Quasilinear Parabolic Equations*, Walter de Gruyter, Berlin, 1995.
7. Siegelmann, H.T. *Neural Network and Analog Computation: Beyond the Turing Limit*, Birkhauser, 1998
8. Calude, C.S., Paun, G. Bio-steps beyond Turing, *BioSystems*, 2004, v 77, 175-194
9. Nicolas H. Vöelcker; Kevin M. Guckian; Alan Saghatelian; M. Reza Ghadiri Sequence-addressable DNA Logic, *Small*, **2008**, Volume 4, Issue 4, Pages 427 – 431
10. Malinetskii, G.G. *Mathimatical basis of synergetics*, LKI, Moscow, 2007 (in Russian)
11. Roger Penrose, *The Emperor’s New Mind*, Oxford University Press, New York, NY, USA 1989
12. Roger Penrose, *Shadows of the Mind*, Oxford University Press, New York, NY, USA 1994
- Schulman, L.S., *Phys. Rev. Lett.* 83, 5419 (1999).
13. Schulman, L.S., *Entropy* 7[4], 208 (2005)
14. Valiev K.A., Kokin A.A., *Quantum computers: Expectations and Reality*, Izhevsk, RKhD, 2004
15. *Introduction to quantum computation and information*, eds. Hoi-Kwong Lo, Sando Popescu, Tim Spiller, Word Scientific Publishing (1998)
16. The micromaser spectrum ,Marlan O.Scully, H. Walther, *Phys. Rev. A* 44, 5992–5996 (1991)
17. Peter W. Shor, “Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory”, *Phys. Rev. A* 52, R2493–R2496 (1995)
18. George Musser, Easy Go, Easy Come. (How Noise Can Help Quantum Entanglement), *Scientific American Magazine*, **2009**, November
<http://www.scientificamerican.com/sciammag/?contents=2009-11>
19. Michael Moyer, Chlorophyll Power. (Quantum Entanglement, Photosynthesis and Better Solar Cells), *Scientific American Magazine*, **2009**, September
<http://www.scientificamerican.com/article.cfm?id=quantum-entanglement-and-photo>
20. Jianming Cai; Sandu Popescu; Hans J. Briegel *Dynamic entanglement in oscillating molecules and potential biological implications*, *Phys. Rev. E* 82, 021921 (2010)
<http://arxiv.org/abs/0809.4906>
21. Licata, I. ; Sakaji, A. Eds. *Physics of Emergence and Organization*, World Scientific, 2008 paper: Ignazio Licata, *Emergence and Computation at the Edge of Classical and Quantum Systems*
22. Helena N. Knyazeva, Kurdyumov S.P., “ Foundations of synergetics ”, part1, Moscow, “KomKniga”,2005 in Russian
23. Helena N. Knyazeva; Kurdyumov, S.P. *Foundations of synergetics, part2*, KomKniga, Moscow, 2006-2007 (in Russian)
24. Samarskii, A.A.; Galaktionov, V.A.; Kurdyumov, S.P.; Mikhailov, A.P. *Blow-up in Quasilinear Parabolic Equations*, Walter de Gruyter, Berlin, 1995
25. Kapitza, S.P.; Kurdyumov, S.P.; Malinetskii, G.G. *Synergetics and Prognoses of the Future*, Nauka Publishers, Moscow,1997 (in Russian).
26. Hogan, J. Why the Universe is Just So, *Rev.Mod.Phys.*, **2000**, 72 (arxiv: [astro-ph/9909295](http://arxiv.org/abs/astro-ph/9909295))
27. Malinetskii, G.G. *Mathimatical basis of synergetics*, LKI, Moscow, 2007 (in Russian)
28. Hopfield, J. J. Neural networks and physical systems with emergent collective computational abilities, *Proceedings of National Academy of Sciences*, **1982**, April, vol. 79, no. 8, pp. 2554–2558. [PNAS Reprint \(Abstract\)](#) [PNAS Reprint \(PDF\)](#)
29. Hrvoje Nikolic, “Closed timelike curves, superluminal signals, and "free will" in universal quantum mechanics”, arXiv:1006.0338

30. O. Kupervasser, arXiv:0911.2076.
31. O. Kupervasser, D. Laikov, arXiv:0911.2610
32. O. Kupervasser, nlin/0508025
33. O. Kupervasser, nlin/0407033
34. Nikolsky I.M. Investigation of a spectrum of the many-dimensional dissipative structures developing in a regime with blow-up.//the Proceedings of the international conference Lomonosov-2005, Moscow, 2005, P.45-46
35. V Capek and T Mancal, «Phonon mode cooperating with a particle serving as a Maxwell gate and rectifier», J. Phys. A: Math. Gen., V.35, N. 9 (2002)
36. Karl Popper *Logik der Forschung*, 1934 (*The Logic of Scientific Discovery*, English translation 1959)
37. Jung, *On Synchronicity (in Man and Time)*, Papers from the Eranos Yearbooks.3, NY and London, 1957
38. L.M. Martyushev L.M., Seleznev V.D. Maximum entropy production principle in physics, chemistry and biology. Physics Reports. 2006. Vol.426, (1). P.1-45.
39. J. Miguel Rubi, "Does Nature Break the Second Law of Thermodynamics?", Scientific American Magazine, Oct 28, 2008, P. 66
<http://www.scientificamerican.com/article.cfm?id=how-nature-breaks-the-second-law>

Chapter 6. The Universal Arrow of Time: Future of artificial intelligence – Art, not Science or Practical Application of Unpredictable Systems

0. Abstract: Solution of Unpredictability paradox – Unpredictable does not mean Uncontrolled

Perspective of the future of artificial intellect (AI) is considered. It is shown that AI development in the future will be closer rather to art than to science. Complex dissipative systems whose behavior cannot be understood completely in principle will be the basis of AI. Nevertheless, it will not be a barrier for their practical use.

1. Introduction

Nowadays technologies relating to design of systems of artificial intellect (AI) are actively developed in the world. In this paper we would like to consider not tactical but strategic problems of this process. Interesting papers on this topic are few now, but they exist [1]. It is due to the fact that most of serious experts are occupied with solving tactical problems and often does not think about farther prospects. However, the situation at the beginning of cybernetics origin was not like that. In those days these problems were actively considered. Therefore, we will construct our paper as a review of problems of cybernetics as they were seen to participants of the symposium in 1961 [2]. We will try to give the review of these prospects from the point of view of the up-to-date physical and cybernetic science and its latest achievements.

2. Analysis of problems

The principal strategic direction in 1961 has been set by lecture of Stafford Beer “On the way to a cybernetic factory”. He sees a control system as some black box with a large quantity of

internal states. Depending on internal states of the black box, different functions are carried out linking its input and output. Among all these functions some optimal function exists. This function realizes its operation by optimal way according to some measure of optimality. The feedback will be organized between an output of the factory and internal state of the black box ensuring optimality of search of the internal state.

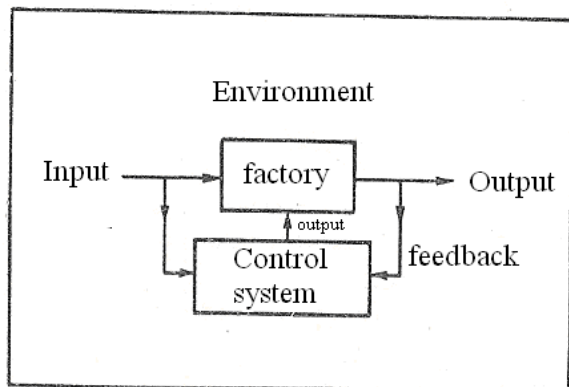


Figure 1. Diagram of control of a factory.

Here the following three difficulties arise:

- 1) It is clear that the number of internal states of such black box should be huge to ensure realization of all possible functions. For this purpose the author suggests to use some block of the substance, possessing huge number of internal states at atomic level. It is something, for example, like the colloid system of Gordon Pask. This system realizes reversion of matrixes of the astronomical order.
- 2) Space of search of such box is huge and the search over all possible internal states is not real for reasonable time. Therefore, the strategy which would allow discovering not the most optimum solutions but at least just “good” is necessary. At present such strategy is named as “genetic algorithm” [3] supplied *with the random generator*. Also the method of heuristics is widely used. [4] It is a set of empirical recipes for the search of optimum between the internal states. They are either found from the previous experience or defined by the external expert.
- 3) Criteria of optimality cannot be formulated accurately for all cases. Therefore, we may take for the “purpose” of such box its physical “survival”. Then it will search for such criteria itself, or its operations would be estimated by some external expert.

In the specified solutions of problems there is one very basic difficulty. Let our black box has n binary inputs and one binary output. Then number of all possible internal states of box is 2^{2^n} . How large is this number? The answer is given by D.G. Willis in “Set of realized functions for the complex systems”. The physical calculation made here shows that all molecules of the Earth is enough only for creation of the black box with maximum $n=155$. It does not make sense to reproduce his calculation here. The modern physics gives an exact method of calculation for the upper bound of memory through entropy of a black hole of corresponding mass [25]. (But it is problematic to extract this information because of informational paradox.) The estimation for memory, however, will not be more optimistic. It is clear that such number of the inputs is not sufficient for controlling over the complex systems. Consequently, the number of possible functions realized by box should be regarded as some subset of all possible functions. How can we choose this subset?

Now the methods based on neural networks [26] or fuzzy logic [27] are actively developed. They allow easy realizing many “intuitive” algorithms which are used by people. Besides, there are well developed methods of training or self-training for them. However, it is shown for both

methods that any possible function is realized by these methods. On the one hand it is good, as proves their universality. On the other hand it is bad, as this redundancy do not allow us to lower space of search of the black box when using these methods.

In his lecture Willis offers a solution which is actual even now. He suggests using a subset of all functions of n variables. This subset can be realized by a combination of p functions with k variables where

$$p \ll 2^n \tag{1}$$

$$k \ll n \tag{2}$$

This class is small enough, so it can be realized.

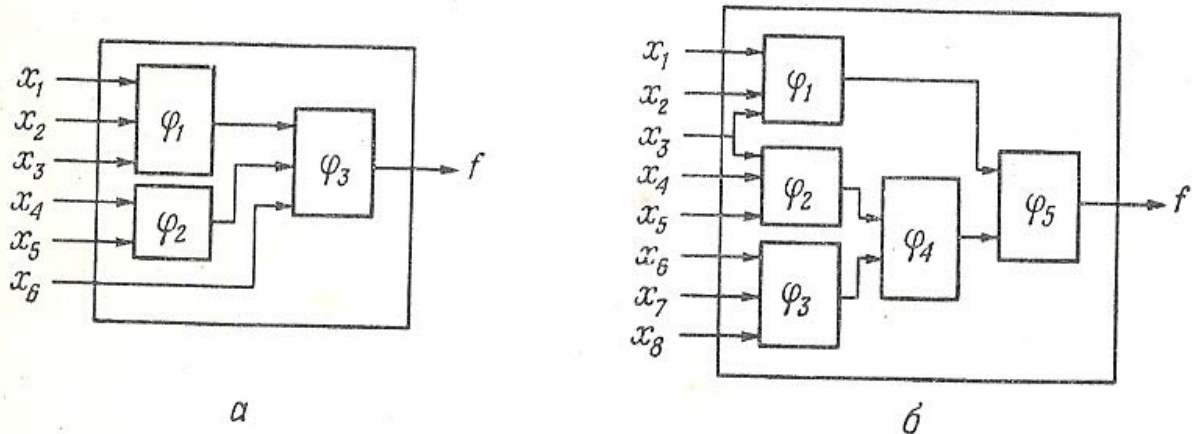


Figure 2. Exact expansion of switching functions on functions with a smaller number of variables.

a) $n=6, p=3, k=3$

б) $n=8, p=5, k=3$

This solution is acceptable for a wide class of problems. For example, the neural network was used for recognition of the handwritten digit highlighted on the screen [28]. The screen was divided into meshes (pixels). The mesh could be black or white. Thus meshes were divided into groups of neighboring meshes (k cells). Each group arrived on input of the network with one output. These outputs were grouped also in k the nearest groups which moved on inputs of the network etc. As a result there were only 10 exits which yielded outcome of classification. The specified network uses restrictions relating to “locality” of our world.

But it is possible to introduce other similar criterions restricting space of search by less hard way. For example, we can use only the requirement (1) and not use the requirement (2). Instead of (2) we restrict type of used functions, i.e. we create some “library” of the useful functions.

For example, for existing field of the pattern recognition such set of functions already exists. It is software packages of functions for images processing. Example of such package is Matlab [29]. By combining these functions it is possible to create a large number of the useful features for recognition. To select useful superposition of functions, it is possible to use a random search of the genetic algorithm. But it can be made also by using human intuition: a person can combine these functions so that they would reproduce some intuitively felt feature of an object. The person himself cannot mathematically specify this feature without such search. These are human-machine systems of search.

It is worth to note that both creation of such “libraries” and human-machine search are not algorithmizable processes. They are based on human intuition. For this reason we think that the artificial intellect is closer to Art than to Science.

Let’s consider problems which arise when this approach is used:

1) Those restrictions (“libraries”) which we set on internal states of the black box are human formed. It makes this process labor-consuming and restricted by human intuition.

2) Human-machine search is more effective than the genetic algorithm but suffers from the two above-mentioned problems.

Let's consider the following lecture which is, apparently, the most prophetic and gives a trajectory to a solution of these problems: George W. Zopf "Relation and context".

His main thought is that for construction of an effective model for artificial intellect we should not use some mathematical scientific abstraction like a black box. To construct such model we need to use properties of similar systems in the surrounding world. These are living adaptive systems. What their properties allow them to overcome restrictions and problems specified above?

Their most important property is that such systems are not, like a black box, some external objects in relation to the surrounding world. They are inseparably linked within it. (For example, Zopf pays attention to the fact that the features used for recognition of the object, or even the "code" of neurons of a brain (consciousness) are context-dependent. It means that they depend not only on internal state of the object or the brain, but also on their external environment.) It explains efficiency of restrictions on realized internal states of adaptive systems. They do not need to invent some "library" of search functions - it is already given to them in many aspects from their birth. These systems have happened from the surrounding world and are relating to it already at their birth by a set of hidden connections. So, their "library" of search functions is quite effective and optimal. The same is true for algorithms of adaptation - unlike "genetic algorithms", they are already optimally arranged with respect to the surrounding world. It allows preventing search and verification of large number of unsuccessful variants. Moreover, "purposes" of adaptive systems are not set by somebody from the outside. In many aspects they are already arranged with respect to their search algorithms and surrounding world restrictions.

We often perceive events in the world surrounding us as a set of independent, casual appearances. Actually, this world reminds a very complicated mechanism penetrated by a set of very complex connections. ("Accidents don't happen accidentally".) We cannot observe all completeness of these connections.

At first, as we are only a small part of this world, our internal states are not sufficient for mapping all its complexity. Secondly, we inevitably interact with the surrounding world and we influence it during observation. The modern physics states that this interaction cannot be made to naught in principle [6-12]. So to model and to consider this influence exactly, we need to observe not only the external world but we need to observe ourselves too! Such introspection cannot be made *completely in principle* at any our degree of internal complexity. Introduction of physical macrovariables only reduces acuteness of the problems but does not resolve it.

Nevertheless, as it was already mentioned above, we are a part of the surrounding world and are related to it by the set of connections. So we are capable on such effective behavior. It creates illusion that we are capable effectively to foresee and to calculate everything. This property of adaptive living systems may possibly be referred to as superintuition³ [13]. It considerably exceeds adaptive properties of any black box developed by purely scientific methods.

³ The study was conducted by Russian specialists under guidance of Valeri Isakov, a mathematician who specializes in paranormal phenomena. They were not able to obtain data from domestic flights, so the researchers used Western statistics. As it turned out over the past 20 years, flights which ended in disaster were refused by passengers by 18% more in number than in case of normally ended flights. "We are just mathematics who revealed a clear statistical anomaly. But mystically-minded people may well associate it with the existence of some higher power"- quoted Isakov, "Komsomolskaya Pravda".

<http://mysouth.su/2011/06/scientists-have-proved-the-existence-of-guardian-angels/>;

<http://kp.ru/daily/25707/908213/>

"That was Staunton's theory, and the computer bore him out. In cases where planes or trains crash, the vehicles are running at 61 percent capacity, as regards passenger loads. In cases where they don't, the vehicles are running at 76 per cent capacity. That's a difference of 15 percent over a large computer run, and that sort of across-the-board deviation is significant. Staunton points out that, statistically speaking, a 3 percent deviation would be food for thought, and he's right. It's an anomaly the size of Texas. Staunton's deduction was that people know which planes and trains are going to crash... that they are unconsciously predicting the future."

Stephen King, "The Stand" (1990)

Hence, we should build our future systems of AI also on the basis of some similar “physical” adaptive systems possessing superintuition. We will give here the list of properties of such systems [9-10, 17-18].

1) The random generator of such systems (making selection of internal state) should not generate just random numbers. Such numbers should be in the strong connection (correlation) both with the surrounding world and with internal state of AI system, ensuring superintuition.

2) The internal state of the system should be complex. It should be not equilibrium but stationary; i.e. it should correspond to the dynamic balance. It is like a water wall in a waterfall. The internal state should be either for classical mechanics systems correlated, unstable (or even chaotic) or for quantum mechanics systems quantum coherent. Such systems are capable to conserve the complex correlations either inside of themselves or between themselves and the surround world.

3) The internal state of the system should be closed from external observation. It is achieved, at first, by high internal complexity of the system. Secondly, the system should change strongly the internal state and behavior at an attempt of external observation. This property is intrinsic for both unstable classical systems (close to chaos), and quantum coherent systems.

4) The system should be strongly protected from an external thermal noise (decoherence).

5) The system should support the classical unstable or quantum coherent state and be protected from the external thermal noise not so much passively as actively. I.e. it should not be some hard armour or low temperatures. Rather it should be some active metabolic process. The system should be in a stationary dynamic balance, instead of thermodynamic equilibrium. So the vertical wall of water in a waterfall is supported by its constant inflow from the outside.

6) The main purpose of such system should be its “survival”.

To use similar systems, we need not to know in details their internal states and algorithms of operation which they will establish at interaction with the surrounding world. Moreover, trying to make it we will strongly risk breaking their normal operation. The only thing we should be concerned in is that the purposes which they pursue for “survival” are coinciding with the solution of problems which are necessary for us.

We see that physics becomes necessary for creation of such cybernetic AI systems. Are there prototypes of such systems nowadays? Many features of the abovementioned systems are inherent to quantum computers [19-20, 24] or to their classical analogues, namely classical unstable computers [14] and molecular computers [16]. Besides, there is a lot of literature where synergetic systems modeling specified above property of living systems are constructed “on paper”. In quantum field it is [21-23, 30-32], and for classical unstable systems [15].

Here two problems arise:

1) Which of the above-mentioned objects will be appropriate in the best way for creation of AI systems?

2) What purposes necessary for “survival” of these systems do we need to put? Indeed, these purposes must be coinciding with solution of our problems.

The solution of these two problems is not an algorithmizable creative process. It makes again artificial intellect to be closer to Art than to Science. Really, usually we cannot even know how such systems are arranged inside. We can define their restrictions only. It is necessary to direct these systems to solve problems useful for us. We often are not capable even to understand and to accurately formulate our own purposes and problems. Without all this knowledge the Science is powerless. So creation of such systems more likely will be related to writing music or drawing pictures. Only “brushes” and “canvas” will be given to us by the Science.

Are AI systems capable to solve the two abovementioned problems instead of us? For the first problem such chances exist, but the second one cannot be solved without us in principle. Indeed, nobody can know better than us that we want. But both these problems are interconnected. Therefore, people always will have to do intellectual job. It is true also for the case that our “intelligent assistants” will be very powerful.

3. Conclusion

Perspective of the future of artificial intellect (AI) is considered here. It is shown that AI development in the future will be closer rather to art than to science. Complex dissipative systems whose behavior cannot be understood completely in principle will be a basis of AI. Nevertheless, it will not be a barrier for their practical use. But a human person inevitably will conserve his important role. It is impossible to completely to exclude him from the process.

Bibliography

1. Nick Bostrom «HOW LONG BEFORE SUPERINTELLIGENCE? » [Originally published in Int. Jour. of Future Studies, 1998, vol. 2] , [Reprinted in Linguistic and Philosophical Investigations, 2006, Vol. 5, No. 1, pp. 11-30.]
<http://www.nickbostrom.com/superintelligence.html>
2. Principles of self-organisation: Transactions of the University of Illinois, Symposium on Self-Organization, June 8–9, 1961, eds. Foerster H.V., Zopf G.W. Oxford: Pergamon Press (1962)
3. Fogel, David B. (2000). *Evolutionary Computation: Towards a New Philosophy of Machine Intelligence*. New York: IEEE Press. pp. 140.
4. D.A. Pospelov, SEMIOTIC MODELS IN ARTIFICIAL INTELLIGENCE PROBLEMS, International Joint Conference on Artificial Intelligence, TBILISI GEORGIA, USSR, V. 1&2,P.65 (1975)
<http://ijcai.org/Past%20Proceedings/IJCAI-75-VOL-1&2/PDF/010.pdf>
5. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic “The Universal Arrow of Time I: Classical mechanics” , arXiv:1011.4173
6. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time II: Quantum mechanics case”
arXiv:1106.6160
7. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time III: Nonquantum gravitation theory”
arXiv:1107.0144
8. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time IV: Quantum gravitation theory”
arXiv:1107.0144
9. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time V: Unpredictable dynamics”
arXiv: 1107.1476
10. O. Kupervasser, arXiv:0911.2076.
11. O. Kupervasser, nlin/0508025
12. O. Kupervasser, nlin/0407033
13. Michael B. Mensky, *Consciousness and Quantum Mechanics: Life in Parallel Worlds. Miracles of Consciousness from Quantum Reality*, Imperial college press, P. 250 (2010)
14. Siegelmann, H.T. *Neural Network and Analog Computation: Beyond the Turing Limit*, Birkhauser, 1998
15. Calude, C.S., Paun, G. Bio-steps beyond Turing, *BioSystems*, 2004, v 77, 175-194
16. Nicolas H. Vöelcker; Kevin M. Guckian; Alan Saghatelian; M. Reza Ghadiri Sequence-addressable DNA Logic, *Small*, **2008**, Volume 4, Issue 4, Pages 427 – 431
17. Licata, I. ; Sakaji, A. Eds. *Physics of Emergence and Organization*, World Scientific, 2008 paper: Ignazio Licata, Emergence and Computation at the Edge of Classical and Quantum Systems

18. Hrvoje Nikolic, "Closed timelike curves, superluminal signals, and "free will" in universal quantum mechanics", arXiv:1006.0338
19. Valiev K.A., Kokin A.A., Quantum computers: Expectations and Reality, Izhevsk, RKhD, 2004
20. Introduction to quantum computation and information, eds. Hoi-Kwong Lo, Sandu Popescu, Tim Spiller, Word Scientific Publishing (1998)
21. George Musser, Easy Go, Easy Come. (How Noise Can Help Quantum Entanglement), Scientific American Magazine, **2009**, November
<http://www.scientificamerican.com/sciammag/?contents=2009-11>
22. Michael Moyer, Chlorophyll Power. (Quantum Entanglement, Photosynthesis and Better Solar Cells), Scientific American Magazine, **2009**, September
<http://www.scientificamerican.com/article.cfm?id=quantum-entanglement-and-photo>
23. Jianming Cai; Sandu Popescu; Hans J. Briegel "Dynamic entanglement in oscillating molecules and potential biological implications", Phys. Rev. E 82, 021921 (2010)
<http://arxiv.org/abs/0809.4906>
24. Peter W. Shor, "Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory", Phys. Rev. A 52, R2493–R2496 (1995)
25. Seth Lloyd , "Ultimate physical limits to computation" , NATURE, VOL 406, P.1047-1054, (2000)
26. Lawrence, Jeanette "Introduction to Neural Networks", California Scientific Software Press (1994)
27. Von Altrock, Constantin "Fuzzy logic and NeuroFuzzy applications explained". Upper Saddle River, NJ: Prentice Hall PTR, (1995).
28. Yuchun Lee, "Handwritten digit recognition using k nearest-neighbor, radial-basis function, and backpropagation neural networks", Journal Neural Computation, Volume 3 Issue 3, (1991)
29. Gonzalez, "Digital Image Processing Using MATLAB", Woods, and Eddins Prentice Hall (2004)
30. Roger Penrose, "The Emperor's New Mind", Oxford University Press, New York, NY, USA 1989
31. Roger Penrose, "Shadows of the Mind", Oxford University Press, New York, NY, USA 1994
32. V. Capek and T. Manca, «Phonon mode cooperating with a particle serving as a Maxwell gate and rectifier», J. Phys. A: Math. Gen., V.35, N. 9 (2002)

Acknowledgment

We thank Hrvoje Nikolic and Vinko Zlatic for discussions and debates which helped very much during writing this essay. The first chapter of this essay is written on basis our joint paper arXiv:1011.4173.

Универсальная стрела времени – ключ к решению базовых парадоксов физики.

Олег Купервассер

Оглавление.

Предисловие.....	2
Часть 1. Универсальная стрела времени: Случай классической механики.....	3
0. Аннотация: Разрешение парадокса закона роста энтропии в обратимых системах.....	3
1. Введение.....	3
2. Главные идеи.....	4
3. Статистическая физика Преобразования Пекаря.....	6
3.1 Макроскопическая энтропия и энтропия ансамбля.....	7
3.2 Соответствующие и несоответствующие макроскопические переменные.....	8
3.3 Огрубление.....	9
4.2 Слабое взаимодействие и дезорганизация состояния с противоположными стрелами времени подсистем.....	11
4.3 Декорреляция в системе с взаимодействием.....	13
4.4 Численное моделирование.....	14
5. Выводы.....	16
Приложение А. Основные свойства Преобразования Пекаря.....	18
А.1 Определение Преобразования Пекаря.....	18
А.2 Нестабильные периодические орбиты.....	19
А.3 Эргодичность, перемешивание, и сохранение площади.....	19
А.4 Показатели степени Ляпунова, сжимающиеся и растягивающиеся направления.....	19
А.5 Затухание корреляций.....	20
Библиография.....	21
Часть 2. Универсальная стрела времени: Случай квантовой механики.....	22
0. Аннотация: Разрешение парадокса Шредингерского котика, парадокса друга Вигнера, парадокса котелка, который никогда не закипит.....	22
1. Введение.....	22
2. Качественное рассмотрение вопроса.....	23
3. Количественное рассмотрение вопроса.....	30
3.1 Определение основных понятий.....	30
3.2 Эффект слабого взаимодействия.....	31
3.2.1 Малое внешнее возмущение.....	32
3.2.2 Синхронизация термодинамических стрел времени при взаимодействии макросистем (наблюдателя и наблюдаемой системы).....	32
3.3 Разрешение парадоксов Лошмидта и Пуанкаре в рамках квантовой механики.....	35
3.4 Декогеренция для процесса измерения.....	37
3.4.1 Редукция системы при измерениях [22-23].	37
3.4.2 Декогеренция при взаимодействии с макроскопическим прибором [21-23].	37
4. Заключение.....	41

Приложение А. Непертрубативное наблюдение в квантовой и классической механике.	41
Приложение В. Разложение на моды при произвольных граничных условиях	42
Библиография	43
Часть 3. Универсальная стрела времени: Неквантовая гравитационная теория.	45
0. Аннотация: Разрешение информационного парадокса для черных дыр и парадокса дедушки для временных кротовых нор.	45
1. Введение	45
2. Черные дыры.....	45
3. Временная червоточина	47
4. Выводы.....	49
Библиография	49
Часть 4. Универсальная стрела времени: Квантовая теория гравитации.	50
0. Аннотация: Разрешение информационного парадокса для черных дыр, парадокса дедушки для временных кротовых нор, парадокса черных звезд, парадоксов проекта Пенроуза для построения новой квантовой гравитационной теории, парадоксов антропного принципа.	50
1. Введение	50
2. Черные дыры.....	51
3. Временная червоточина	52
4. Черные звезды.....	53
5. Новая теория гравитации Пенроуза.....	54
6. Антропный принцип в квантовой теории гравитации.	55
7. Выводы	56
Библиография	56
Часть 5. Универсальная стрела времени: Непредсказуемая динамика.	57
0. Аннотация: Разрешение парадокса о противоречии между редукционизмом и принципиальной (не связанной со сложностью) эмерджентностью на основе теоремы Гёделевского типа. Разрешение парадокса существования систем с уменьшением энтропии.	57
1. Введение	58
2. Непредсказуемая динамика.....	59
3. Синергетические модели локальных корреляций	61
4. Синергетические модели глобальных корреляций, охватывающих всю вселенную.....	63
4.1 Системы с «обострением» (blow up).....	64
4.2 «Клеточная» модель Вселенной.....	65
Библиография.	68
Часть 6. Универсальная стрела времени: Будущее искусственного интеллекта - искусство, а не наука или Практическое применение непредсказуемых систем	69
0. Аннотация: Разрешение парадокса непредсказуемости – Непредсказуемый не означает неуправляемый или не контролируемый.	69
1. Введение	69
3. Выводы.....	75
Библиография.	75
Благодарности	76

Предисловие.

Современная классическая статистическая физика, термодинамика, квантовая механика и теория гравитации - широко известные научные теории. Они разработаны и хорошо изучены в течение уже долгого времени. Однако, они содержат множество парадоксов. Это заставляет много ученых сомневаться относительно внутренней замкнутости этих теорий. Тем не менее данные парадоксы могут быть решены в рамках уже существующей физики, без введения новых законов. Обсуждены парадоксы, лежащие в основе классической статистической физики, термодинамики, квантовой механики, неклассической и квантовой гравитации. Подходы к решению этих парадоксов предложены на основании существования универсальной стрелы времени во Вселенной. Первый подход основывается на влиянии внешнего наблюдателя (или окружающей среды), который разрушает корреляции в системе и приводит к выравниванию (синхронизации) стрел времени как его, так и наблюдаемой системы. Второй подход базируется на ограниченных пределах само-познания системы в том случае, когда внешний наблюдатель, наблюдаемая система и окружающая среда сами включены в рассматриваемую систему. Вводятся понятия наблюдаемой динамики, идеальной динамики, и непредсказуемой динамики. Рассмотрен феномен существования сложных (живых) систем с точки зрения этих динамик. Рассмотрены перспективы практического использования непредсказуемых систем для искусственного интеллекта.

Часть 1. Универсальная стрела времени: Случай классической механики.

0. Аннотация: Разрешение парадокса закона роста энтропии в обратимых системах.

Статистическая физика не может объяснить, почему термодинамическая стрела времени существует, если не постулируются очень специальные и неестественные начальные условия. Однако, мы утверждаем, что статистическая физика может объяснить, почему термодинамическая стрела времени универсальна, то есть, почему стрела времени направлена в одинаковом направлении повсюду. А именно, если у двух подсистем есть противоположные направления стрелы времени первоначально, взаимодействие между ними делает конфигурацию статистически неустойчивой и вызывает переход к системе с универсальным направлением стрелы времени. Мы даем общие качественные аргументы в пользу такого взгляда и иллюстрируем их детальным анализом "игрушечной" модели, основанной на "Преобразовании Пекаря".

1. Введение

Происхождение стрелы времени - одна из самых больших нерешенных загадок в физике [1-5]. Хорошо установлено, что большинство стрел времени может быть приведено к термодинамической стреле, но происхождение термодинамической стрелы времени остается тайной. А именно, существование термодинамической стрелы времени означает, что система не находится в состоянии с максимально возможной энтропией. Но это означает, что система не находится в самом вероятном состоянии, что не имеет никакого статистического объяснения. Факт увеличения энтропии со временем означает, что система была в даже менее вероятном состоянии в прошлом, что делает задачу еще более сложной. Конечно, рост энтропии со временем может быть описан, при предположении, что Вселенная была в состоянии с очень низкой энтропией вначале. Однако при этом

никак нельзя объяснить, почему Вселенная началась с такого очень специального и неестественного начального условия.

В недавней статье Массоне [6] утверждал, что задача происхождения стрелы времени может быть решена квантовой механикой. Он показал, что в квантовой механике все явления, которые оставляют след в памяти наблюдателя (и, следовательно, могут быть изучены физикой) являются именно теми, при которых энтропия увеличивается. (Следует отметить, что аргумент о стирании памяти наблюдателя при убывании энтропии и соответствующие мысленные эксперименты, рассмотренные в [6], использовались и в более ранних работах других авторов для разрешения парадокса роста энтропии и квантового парадокса редукции волнового пакета [7-9]). Из этого Массоне заключает, что таким образом второй закон термодинамики сводится к простой тавтологии, автоматически решая проблему стрелы времени в физике. Однако, некоторые слабости аргументов, используемых Массоне в [6], указаны в статьях [10-12]. Как ответ на одно из этих возражений, в более поздней публикации [13] сам Массоне понял, что его подход полностью не решает проблему происхождения стрелы времени, потому что квантовый механизм также требует крайне невероятных начальных условий, которые не могут быть объяснены, исходя из его аргументов.

Все же, как и Массоне в [13], мы полагаем, что некоторые идеи, представленные в [6] и [13], действительно помогают лучше понять проблему стрелы времени. Цель этой статьи состоит в том, чтобы далее разработать, улучшить, разъяснить, и расширить некоторые из идей, которые были представлены в [6, 11, 13], и также в несколько отличном контексте в [8, 9, 14, 15, 16, 30]. В частности, в отличие от Массоне в [6, 13], мы утверждаем, что квантовая механика не является существенным фактором для разрешения этой проблемы. Поэтому в этой статье мы рассматриваем только классическую статистическую физику.

Идея разрешения этого парадокса следующая. Даже при том, что статистическая физика не может объяснить, почему термодинамическая стрела времени существует, по крайней мере, становится возможным объяснить, почему термодинамическая стрела времени универсальна. То есть, мы можем объяснить, почему стрела указывает в одинаковом направлении повсюду. А именно, если у двух подсистем есть противоположные направления стрелы времени первоначально, взаимодействие между ними делает конфигурацию статистически неустойчивой и вызывает переход к системе с универсальным направлением стрелы времени. Это, конечно, полностью не решает проблему происхождения стрелы времени. Но, по крайней мере, облегчает её решение.

Статья организована следующим образом. В следующем разделе мы представляем свои главные идеи в интуитивной нетехнической форме. После этого, в разделе 3 мы изучаем статистические свойства "Преобразования Пекаря" (некоторые основные свойства которого представлены в Приложении), которое служит "игрушечной" моделью для того, чтобы изучить характерные особенности обратимых хаотических Гамильтоновых систем. Как побочный результат, в этом разделе мы также проясняем разницу между различными определениями понятия "энтропии". Затем, в разделе 4 мы изучаем эффекты слабых взаимодействий между подсистемами, которые, без взаимодействия, эволюционируют согласно "Преобразованию Пекаря". В частности мы объясняем, как слабые взаимодействия разрушают противоположные стрелы времени подсистем, делая их намного менее вероятными, чем в случае без взаимодействия. Наконец, в разделе 5 мы даем качественное обсуждение наших результатов, включая их совместимость с наличием сильновзаимодействующих систем, в которых энтропия подсистемы может уменьшиться со временем.

2. Главные идеи.

Априорно, вероятность наличия термодинамической стрелы времени очень низка. Однако идея состоит в том, чтобы думать в терминах *условных* вероятностей. Учитывая,

что термодинамическая стрелка существует, что может мы, используя статистические аргументы, вывести из этого?

Чтобы ответить на этот вопрос, позвольте нам начать с законов микроскопической теории. Мы предполагаем, что динамика микроскопических степеней свободы описана набором дифференциальных уравнений второго порядка (с производными по времени), которые являются инвариантными при обращении времени $t \rightarrow -t$. Таким образом, у обоих направлений времени есть априорно равные роли. Чтобы определить единственное решение уравнений динамики движения, также нужно выбрать некоторое "начальное" время t_0 , на котором должны быть определены начальные условия. ("Начальное" время не обязательно должно быть самым ранним временем, в которое Вселенная вошла в существование. Для любого t_0 , в котором определены начальные условия, уравнения динамики движения единственным образом определяют состояние Вселенной как для $t > t_0$, так и для $t < t_0$). Это - просто обычный специфический момент времени, который может быть взят даже в "будущем". Действительно, в этой статье мы принимаем картину "блочной Вселенной" (смотри, например, [4, 17, 18, 19] и ссылки там), согласно которой время не "течет". Вместо этого Вселенная - это просто "статический" объект в 4-х пространственно-временных измерениях.

Конечно, *априорная* вероятность небольшой энтропии в момент t_0 очень низка. Но при условии, что энтропия, *данная в момент* t_0 , является небольшой, какова вероятность, что существует термодинамическая стрелка времени? Она, конечно, очень высока. Однако, полагая, что энтропия в t_0 низка, самый вероятный выбор состоит в том, что энтропия увеличивается в *обоих* направлениях с минимумом в t_0 . С другой стороны, на практике, когда мы время от времени делаем измерения, энтропия действительно низка, но при этом не увеличивается в обоих направлениях. Вместо этого она увеличивается только в одном направлении. Это объясняет, почему для типичного момента времени t_0 не только "начальная" энтропия определена, но и специфическое направление увеличения энтропии также определено. На микроскопическом уровне это связано с тем фактом, что в момент t_0 для полного описания начальных условий необходимо не только определить начальные положения частиц, но также и их начальные скорости.

А теперь центральный вопрос этого раздела. Учитывая, что в момент времени t_0 энтропия низка, почему энтропия увеличивается в этот момент t_0 в одном и том же направлении (принимаемом за положительное) повсюду? Казалось бы, более вероятно, что направление увеличения энтропии изменяется от точки в момент t_0 . Если так, тогда почему мы не наблюдаем это? Другими словами, почему стрела времени *универсальна*, имея одно и том же направление повсюду для данного момента t_0 ? Мы назовём эту проблему проблемой *универсальности стрелы времени*.

В этой статье мы утверждаем, что *эта* задача может быть решена статистической физикой. Короче говоря, наше решение следующие. Если мы игнорируем взаимодействия между различными подсистемами, то, при условии, что в t_0 энтропия низка, то самый вероятный выбор, действительно, что направление стрелы времени изменяется от точки к точке. С другой стороны, если различные подсистемы взаимодействуют друг с другом, то это больше не самый вероятный выбор. Вместо этого, даже если направление стрелки времени изменяется от точки к точке в момент t_0 , то взаимодействие обеспечивает естественный механизм, который выравнивает все стрелы времени в одном и том же направлении.

Чтобы проиллюстрировать парадокса стрелы времени, часто используются мысленные эксперименты Лошмидта (парадокс обращения времени) и Пуанкаре (теорема о возвратах). Соответствующие парадоксы в классической механике решены следующим образом. Классическая механика позволяет, по крайней мере в принципе, исключить любой эффект влияния наблюдателя на наблюдаемую систему. Однако, большинство реальных систем являются *хаотическими*. Таким образом, даже слабое возмущение может привести к экспоненциальному расхождению траекторий. Кроме того, существует

незначительное взаимодействие между наблюдателем и наблюдаемой системой. Как простой пример, рассмотрим газ, расширяющийся из небольшой области пространства в большой объем. В этом процессе, идущем с увеличением энтропии, изменение во времени макроскопических параметров устойчиво по отношению к небольшим внешним возмущениям. С другой стороны, если все скорости будут обращены, то газ сожмется в начальный небольшой объем, но только в отсутствие любых возмущений. Этот процесс с уменьшением энтропии очевидно неустойчив, и небольшое внешнее возмущение преобразовало его в процесс с ростом энтропии. Таким образом, процессы с увеличением энтропии, устойчивы, а с уменьшением - нет. Естественное следствие этого - то, что направление стрелы времени (которое определено ростом энтропии) как наблюдателя, так и наблюдаемой системы выравнивается к одному и тому же направлению, из-за неизбежного незначительного взаимодействия между ними. Они могут возвратиться назад к начальному состоянию как в парадоксе Лохмида, так и в парадоксе Пуанкаре только вместе (как система в целом). Таким образом, память наблюдателя оказывается стертой в конце, поскольку тоже вернется в исходное состояние. В процессе этого возврата стрелы времени как наблюдателя, так и наблюдаемой системы указывают в направлении обратном первоначальному. Отсюда можно вывести два следствия. Во-первых, рост энтропии наблюдается как в целой системе, так и в ее двух частях относительно *собственной* стрелы времени наблюдателя, несмотря на то, что энтропия уменьшается в *координатном* времени. Во-вторых, память наблюдателя стерта не только в самом конце, но также уже и близко к конечной точке, потому что наблюдатель не помнит своего "прошлого" (определенного относительно координатного времени), но помнит своё "будущее".

Действительно, может казаться весьма вероятным, что взаимодействие выравнивает все стрелы времени в одном и том же направлении. Но тут возникает вопрос, - в каком именно направлении из двух возможных? Как может какое-нибудь одно направление быть предпочтительным, когда оба направления *априорно* одинаково вероятны? Общее направление выбирается случайно или оно может быть эффективно предсказано? Если есть две подсистемы с противоположными направлениями времени в t_0 , то совместная система выберет направление "более сильной" подсистемы как их общее направление. Но какая подсистема будет "более сильная"? Та ли, что обладает большим числом степеней свободы? Или она выбирается по иному принципу?

На самом деле, "более сильная" стрела времени – это та, которая сонаправлена с координатным направлением времени. Действительно, ситуация тут не симметричная. Для $t < t_0$ (когда стрелы времени противоположны) взаимодействие отсутствует, а для $t > t_0$ оно появляется. Это асимметрия взаимодействия и определяет наблюдаемую асимметрию времени.

Теперь мы можем понять, почему стрела времени универсальна. Пусть есть подсистема, у которой есть стрела времени направленная противоположно нашей общей стреле времени, и эта подсистема или наблюдается, или не наблюдается нами. Если она не наблюдается, то это не нарушает того факта, что наша стрела времени кажется универсальной нам. Если она наблюдается, тогда она взаимодействует с нами. А это взаимодействие приводит к тому, что эти стрелы времени не могут быть противоположными в течение долгого времени. В любом случае - *то, что мы наблюдаем, должно иметь то же самое направление времени*, что и наше (кроме, возможно, очень короткого временного интервала). Это подобно рассуждению в [6], с той важной разностью, что наше рассуждение не базируется на квантовой механике.

В остающихся разделах мы подтверждаем эти интуитивные идеи более количественным анализом.

3. Статистическая физика Преобразования Пекаря

Преобразования Пекаря (для более детального анализа смотри Приложение А) отображает любую точку единичного квадрата на другую точку того же самого квадрата. Мы изучаем набор $N \gg 1$ таких точек (называемых "частицами"), который движется под воздействием Преобразования Пекаря. Это является "игрушечной" моделью для "газа", который обладает всеми типичными свойствами классических Гамильтоновых обратимых детерминированных хаотических систем. Действительно, из-за его простоты, Преобразования Пекаря широко используется в таких целях [20, 23, 24, 25].

3.1 Макроскопическая энтропия и энтропия ансамбля

Чтобы определить удобный набор макроскопических переменных, мы делим единичный квадрат на 4-ре равных подквадрата. Пусть 4-ре переменных N_1, N_2, N_3, N_4 , обозначают число "частиц" в соответствующих подквадратах. Они и являются макроскопическими переменными для нашей системы. (Есть, конечно, много других удобных способов определить макроскопические переменные, но общие статистические закономерности не должны зависеть от этого выбора). *Макроскопическая энтропия* S_m данного макросостояния определяется числом различных микросостояний, соответствующих этому макросостоянию, и описывается следующей формулой

$$S_m = -N \sum_{k=1}^4 \frac{N_k}{N} \log\left(\frac{N_k}{N}\right) = -\sum_{k=1}^4 N_k \log\left(\frac{N_k}{N}\right) \quad (1)$$

Эта энтропия максимальна, когда распределение частиц равномерно, когда S_m равна $S_m^{\max} = N \log 4$. В то время энтропия минимальна, когда все частицы находятся в одном подквадрате, т.е. когда $S_m = 0$.

Пусть (x, y) обозначают координаты точки на единичном квадрате. На физическом языке это соответствует положению частицы в 2-мерном фазовом пространстве. Для N частиц мы рассматриваем статистический ансамбль с плотностью вероятности $\rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N; t)$ на $2N$ размерное фазовое пространство. Здесь t - временной параметр, который имеет дискретные значения $t = 0, 1, 2, \dots$ для Преобразования Пекаря. Тогда *энтропия ансамбля* определяется как

$$S_e = -\int \rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N; t) \log \rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N; t) dX \quad (2)$$

где

$$dX = dx_1 dy_1 \dots dx_N dy_N \quad (3)$$

В общем случае, ρ и S_e изменяются в процессе эволюции, определяемой Преобразованием Пекаря, и зависят от начальной ρ . Однако, если начальная функция плотности вероятности имеет форму

$$\rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) = \rho(x_1, y_1) \dots \rho(x_N, y_N) \quad (4)$$

которая соответствует некоррелированной функции плотности, тогда функция плотности вероятности остается некоррелированной в процессе дальнейшей эволюции.

Так, например, рассмотрим функцию $\rho(x_i, y_i)$, которая равномерна в пределах некоторой подобласти Σ (с площадью $A < 1$) единичного квадрата, и обращается в нуль за пределами Σ . Другими словами, пусть

$$\rho(x_i, y_i, t) = \begin{cases} 1/A & \text{for } (x_i, y_i) \text{ inside } \Sigma \\ 0 & \text{for } (x_i, y_i) \text{ outside } \Sigma \end{cases} \quad (5)$$

В этом случае

$$S_e = -\left(\frac{1}{A}\right)^N \log\left(\frac{1}{A}\right)^N A^N = N \log A \quad (6)$$

Так как A не изменяется в процессе эволюции, определяемой Преобразованием Пекаря, то и S_e является постоянной в процессе эволюции, определяемой Преобразованием Пекаря. Этот пример иллюстрирует, что S_e является фактически постоянной для произвольной начальной функции. Для доказательства, позвольте нам разделить единичный $2N$ -мерный ящик на большое количество небольших областей Σ_a , для каждой из которых вероятность равна ρ_a . В процессе эволюции каждая область Σ_a изменяет форму, но ее $2N$ -мерная "площадь" A_a остается неизменной. Кроме того, вероятность ρ_a на новой области Σ_a также остается неизменной. Следовательно, энтропия ансамбля $S_e = -\sum_a A_a^N \rho_a \log \rho_a$ остается неизменной также. Это - основная идея дискретной версии доказательства, но и непрерывная версия может быть сделана подобным же способом.

3.2 Соответствующие и несоответствующие макроскопические переменные

Макроскопические переменные, определенные в предыдущем подразделе имеют следующие свойства:

1. Для большинства начальных микросостояний, имеющих свойство $S_m < S_m^{\max}$, S_m увеличивается под действием Преобразования Пекаря.
2. Для большинства начальных микросостояний, имеющих свойство $S_m = S_m^{\max}$, S_m остается постоянной под действием Преобразования Пекаря.
3. Два, описанных выше свойства остаются в силе, когда Преобразования Пекаря дополнено небольшим шумом.

Назовем макропеременные, имеющие эти свойства, *подходящими* макропеременными.

Отнюдь не любой разумный выбор макропеременных является подходящим. Это можно проиллюстрировать примером. Разделим единичный квадрат на 2^M одинаковых вертикальных полос ($M \gg 1$). Мы определяем новое множество макропеременных как номера частиц в каждой из этих полос. Подобно формуле (1), соответствующая макроскопическая энтропия

$$S_m = -\sum_{k=1}^{2^M} N_k \log\left(\frac{N_k}{N}\right), \quad (7)$$

где N_k - число частиц в полосе k . Выберем следующее начальное условие: газ равномерно распределен в нечетных вертикальных полосах, в то время как четные полосы пусты. Тогда для этого начального условия выполняется $S_m < S_m^{\max}$. При этом, в течение долгого

времени эволюции системы, осуществляемой в соответствии с Преобразованием Пекаря, S_m не увеличивается ни для какого начального микросостояния, соответствующего этому начальному макросостоянию. В течение этой эволюции число заполненных полос уменьшается, а и их толщина увеличивается, пока только одна толстая заполненная вертикальная полоса не остается. Только после того, как это произойдет, S_m начинает увеличиваться. Следует обратить внимание, что эволюция по направлению к единственной полосе может быть легко разрушена небольшим возмущением.

Таким образом, мы видим, что вертикальные полосы приводят к неподходящим макропеременным. В противоположность этому, горизонтальные полосы приводят к подходящим макропеременным. (Однако, макропеременные, использованные в (1), все же более сподходящие, потому что они приводят к намного более быстрому росту S_m .) Эта асимметрия между вертикальными и горизонтальными полосами - следствие характерной асимметрии самого Преобразования Пекаря относительно вертикальной и горизонтальной координаты. Эта асимметрия подобна асимметрии между каноническими координатами и импульсами в Гамильтоне классической механики для многих реальных систем. А именно, для реальных систем гамильтоновы функции содержат только локальное взаимодействие между частицами, где локальность подразумевает близость по координате, а не по импульсу.

Наконец, обратим внимание, что эволюция макроскопических переменных $N_k(t)$, $k = 1, 2, 3, 4$, находится усреднением по ансамблю следующим образом

$$N_k(t) = \int N_k(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N; t) \rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N; t) dX. \quad (8)$$

3.3 Огрубление

Как мы уже сказали, энтропия ансамбля (в отличие от макроскопической энтропии) - всегда константа в течение эволюции, определяемой Преобразованием Пекаря. Однако, хотелось бы иметь модифицированное определение энтропии ансамбля, при котором энтропия увеличивалась бы подобно к макроскопической энтропии. Такая модификация обеспечивается *огрублением*, которое может быть обеспечено введением огрубленной фазовой функции плотности вероятности.

$$\rho^{coar}(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) = \int \Delta(x_1 - x'_1, y_1 - y'_1; \dots; x_N - x'_N, y_N - y'_N) \times \rho(x'_1, y'_1; \dots; x'_N, y'_N) dX', \quad (9)$$

где Δ отлична от нуля в некоторой области $X' = 0, 0; \dots; 0, 0$. Таким образом, огрубленная энтропия ансамбля

$$S_e^{coar} = - \int \rho^{coar}(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) \log \rho^{coar}(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) dX \quad (10)$$

Конечно, функция Δ может быть выбрана многими способами. Дадим теперь несколько примеров.

Первый пример - огрубление Больцмана, определяемое следующим образом

$$\rho^{coar}(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) = \rho(x_1, y_1) \dots \rho(x_N, y_N), \quad (11)$$

где

$$\rho(x_1, y_1) = \int \rho(x_1, y_1; \dots; x_N, y_N) dx_2 dy_2 \dots dx_N dy_N, \quad (12)$$

И аналогично для других $\rho(x_i, y_i)$

Другой пример – изотропическое огрубление имеющее форму

$$\begin{aligned} \Delta(x_1 - x'_1, y_1 - y'_1; \dots; x_N - x'_N, y_N - y'_N) = \\ \Delta(x_1 - x'_1) \Delta(y_1 - y'_1) \dots \Delta(x_N - x'_N) \Delta(y_N - y'_N). \end{aligned} \quad (13)$$

Еще один пример – огрубление Пригожина [20]

$$\Delta(x_1 - x'_1, y_1 - y'_1; \dots; x_N - x'_N, y_N - y'_N) = \Delta(y_1 - y'_1) \dots \Delta(y_N - y'_N), \quad (14)$$

которое является анизотропным огрублением вдоль сжимающего направления y .

Наконец, позвольте нам упоминать огрубление, основанное на разделении системы на две меньшие взаимодействующие подсистемы. Огрубленная энтропия ансамбля для полной системы определена как арифметическая сумма неогрубленных энтропий ансамбля этих его подсистем. Такая огрубленная энтропия игнорирует корреляции между подсистемами.

Все эти типы огрубление имеют следующее свойство: Если начальное микросостояние таково, что макроскопическая энтропия увеличивается, то огрубленная энтропия ансамбля также будет увеличиваться для этого начального микросостояния. При этом, огрубление Пригожина имеет следующие преимущества перед огрублением Больцмана и изотропным огрублением:

Во-первых, если взять распределение начальных микросостояний такое, что его макроскопическая энтропия *уменьшается*. Тогда энтропия соответствующего ансамбля, огрубленная по Пригожину *не* уменьшается. В то же время, энтропия ансамбля, огрубленная по Больцману или согласно изотропному огрублению, будет уменьшаться.

Во вторых, предположим, что задано распределение начальных микросостояний такое, что его макроскопическая энтропия *увеличивается*. Теперь рассмотрим некоторое "заключительное" состояние (называемое далее исходный ансамбль) с большой макроскопической энтропией, близкой к максимальной. После достижения системой этого заключительного состояния, рассмотрим полученное из него новое инверсное состояние, имеющего обратную во времени эволюцию (Это достигается просто симметричным преобразованием относительно диагонали единичного квадрата с переменной местами координат x и y). Тогда энтропия ансамбля, полученного после такого «обращения» и огрубленная по Пригожину, скачком уменьшается (по отношению к огрубленной энтропии «необращенного» исходного ансамбля, из которого она получена этим «обращением»). В то же время, энтропия ансамбля, огрубленная по Больцману или изотропному огрублению, остаётся почти неизменной.

Таким образом, огрубление Пригожина обеспечивает, самое адекватное описание *закона увеличения энтропии ансамбля* без всяких дополнительных предположений. Так, например, чтобы получить тот же самый результат с огрублением Больцмана, необходимо было бы использовать дополнительное предположение, называемое “гипотезой молекулярного хаоса” заключающейся в замене $\rho(x_1, y_1; x_2, y_2)$ на $\rho(x_1, y_1) \rho(x_2, y_2)$ в уравнении движения для $\rho(x, y, t)$.

4. Эффект слабого взаимодействий

4.1 Малые внешние возмущения

Рост энтропии ансамбля может быть достигнут даже без огрубления, путем введения небольшого внешнего возмущения в Преобразование Пекаря. Возмущение должно быть достаточно небольшим, чтобы не уничтожить рост макроскопической энтропии, но в то же самое время, должно быть достаточно сильным, чтобы предотвратить обратные процессы и возвраты Пуанкаре. Для большинства таких возмущений качественные особенности эволюции не зависят существенно от детального вида возмущения.

Существуют два метода, которыми внешнее возмущение может быть введено. Один метод состоит в том, чтобы ввести небольшой внешний случайный шум.

Макроскопические процессы с увеличением макроскопической энтропии устойчивы по отношению к такому шуму. Однако, площадь области определения функции фазовой плотности больше не является инвариантом по отношению к возмущенному Преобразованию Пекаря. Этим методом энтропия ансамбля может увеличиваться.

Другой метод состоит в том, чтобы ввести слабое взаимодействие с окружающей средой (которой может служить и "наблюдатель"). Снова, макроскопические процессы с увеличением макроскопической энтропии устойчивы, но площадь области определения функции фазовой плотности больше не является инвариантом по отношению к возмущенному Преобразованию Пекаря. Следовательно, энтропия ансамбля может увеличиваться. Однако, такая система больше не изолирована. Теперь она часть большей системы, разделенной на две подсистемы. Следовательно, как было уже объяснено в Разделе 3.3, огрубленная энтропия ансамбля для полной системы может быть определена как сумма неогрубленных энтропий множества его подсистем. В следующем подразделе мы изучим слабые взаимодействия с окружающей средой более подробно.

4.2 Слабое взаимодействие и дезорганизация состояния с противоположными стрелами времени подсистем

Для дальнейшего необходимо выбрать некоторое определенное взаимодействие между двумя "газами". В отсутствие взаимодействия, каждый из них эволюционирует согласно Преобразованию Пекаря. Мы помещаем два единичных квадрата один над другим и определяем взаимодействие с максимальным расстоянием σ таким образом, что, между двумя последовательными шагами Преобразования Пекаря, все самые близкие пары частиц (с расстоянием между частицами, меньшим чем σ) обмениваются местами. (Более детально, мы сначала находим пару самых близких частиц (с расстоянием между частицами, меньшим чем σ) и обмениваем их местами. После этого, мы находим вторую пару самых близких частиц (с расстоянием между частицами, меньшим чем σ , и отличные от ранее уже найденных частиц) и обмениваем их местами также. Мы повторяем эту процедуру до тех пор, пока не исчерпываются все такие частицы.) Эти взаимодействия определяются только между частицами лежащими в различных подсистемах. Такое взаимодействие не затрагивает движение частиц, но вызывает перемешивание между двумя подсистемами.

Обратим также внимание, что такое перемешивание не ведет к парадоксу Гиббса, так как мы рассматриваем эти два единичных квадрата как две различные подсистемы.

Макроскопическая энтропия определена как сумма макроскопических энтропий этих двух подсистем.

Теперь позвольте нам рассмотреть случай, в котором стрелы времени этих двух подсистем имеют одинаковое направление. Процессы, в которых макроскопические энтропии этих двух подсистем увеличивается, являются устойчивыми по отношению к взаимодействию. Таким образом, большинство низкоэнтропийных начальных условий ведет к росту макроскопической энтропии обеих подсистем, так же как полной системы.

Точно так же, если мы обращаем описанный выше процесс с увеличением макроскопической энтропии, мы получаем систему, в которой макроскопическая энтропия обеих подсистем, так же как полной системы *уменьшается*. В этом смысле, взаимодействие не разрушает симметрию между двумя направлениями времени.

Теперь позвольте нам рассмотреть самый интересный случай, в котором энтропия увеличивается в первой подсистеме и уменьшается во второй. Начальное состояние первой подсистемы обладает низкой энтропией (например, все частицы находятся в некотором небольшом квадрате около точки (0, 0) единичного квадрата). Аналогично, вторая подсистема обладает низкой энтропией (например, все частицы находятся в некотором небольшом квадрате около точки (1, 1) единичного квадрата) в конечном состоянии.

Если бы не было никакого взаимодействия, то конечное состояние первой подсистемы было бы высоко-энтропийным состоянием, соответствующим почти равномерному распределению частиц. Аналогично, начальное состояние второй системы было бы высоко-энтропийным состоянием той же самой формы.

Однако описанные выше решения с двумя противоположными стрелами времени больше не будут решениями, когда взаимодействие присутствует. В большинстве случаев, взаимодействие смешивает частицы между подсистемами. Число решений со взаимодействием, которые имеют те же начально-конечные условия, описанные выше, является очень небольшим, фактически *намного меньшим, чем число таких решений в отсутствие взаимодействия*.

Позвольте сделать последнее утверждение более количественным. После нечетного числа обменов между подсистемами частица проходит к другой подсистеме. Аналогично, после четного числа таких обменов, она остается в той же самой подсистеме. Вероятности для этих двух событий равны $p = 1/2$ и не зависят от других частиц, по крайней мере, приблизительно. Далее, мы можем утверждать, что смешивание между этими двумя подсистемами незначительно в начальных и конечных состояниях, поскольку энтропии этих двух подсистем совершенно различны. Мы хотим вычислить вероятность небольшого смешивания для конечного состояния, при условии, что смешивание является небольшим в начальном состоянии. Для определенности мы будем считать, что смешивание является небольшим, если число частиц N_t , перешедших из одной подсистеме в другую, является или $N_t < N/4$, или $N_t > 3N/4$. Таким образом, вероятность дана совокупным биномиальным распределением $F(N_t; N, 1/2)$, описываемым

$$F(k; n, p) = \sum_{i=0}^{\lfloor k \rfloor} \binom{n}{i} p^i (1-p)^{n-i} \quad (15)$$

где $\lfloor k \rfloor$ является самым большим целым числом, меньше чем или равным k . Функция $F(k; n, p)$, удовлетворяет неравенству

$$F(k; n, p) < \exp\left(-2 \frac{(np - k)^2}{n}\right) \quad (16)$$

Состояние с противоположными стрелами времени подсистем не дезорганизовано, когда $N_t < N/4$ или $N_t > 3N/4$. Вероятность этого равна

$$2F(N/4; N, 1/2) < 2 \exp(-N/8) \quad (17)$$

Ясно, что эта вероятность уменьшается по экспоненте с увеличением N . Это означает, что такая вероятность пренебрежимо мала для большого N . Следовательно, почти бесспорно можно утверждать, что процессы с противоположными стрелами времени будут дезорганизованы.

В описанной выше модели, мы нуждаемся в почти равном числе частиц в этих двух подсистемах, чтобы дезорганизовать состояния с противоположными стрелами времени. Это связано с тем, что одна частица может влиять на движение только одной близкой частицы. Для более реалистических взаимодействий одна частица может влиять на движение большого количества соседних частиц, что означает, что даже очень небольшое количество частиц в одной системе может разрушить процессы с уменьшением энтропии для другой системы.

4.3 Декорреляция в системе с взаимодействием

Гамильтоновы системы описываются не только макросостояниями, но также и сложными нелинейными корреляциями между микросостояниями. Эти корреляции ответственны за обратимость. Взаимодействие между двумя подсистемами разрушает эти корреляции в подсистемах, но полная система остается обратимой, то есть, корреляции появляются в полной системе. Таким образом, декорреляция в подсистемах распространяет корреляции на полную систему. (Этот процесс - классический аналог декогеренции в квантовой механике).

Позвольте нам изложить эти качественные идеи в более количественной форме. Линейная корреляция (корреляция Пирсона) имеет поведение, очень подобное поведению нелинейных корреляций, описанного выше. Единственная разница в том, что эти линейные корреляции уменьшаются со временем. Взаимодействие, которое мы предложили, может быть аппроксимировано случайным шумом с амплитудой, соответствующей расстоянию взаимодействия между частицами.

Поэтому, мы ожидаем, что взаимодействие не только вызывает выравнивание стрел времени, но также ведет к затуханию корреляций, которое происходит даже более значительно, чем это без взаимодействия (Раздел А.5). Во время этого процесса эволюция подсистем становится необратимой, но полная система остается обратимой.

Мы можем количественно найти величину этого затухания корреляций, вычисляя корреляцию Пирсона для наших подсистем, описываемую

$$r(m) = \frac{C(m)}{\sqrt{C(0)\langle C^m(0) \rangle}}, \quad (18)$$

где $\langle C^m(0) \rangle$ - ожидаемая дисперсия случайной величины x , вычисленной после m итераций отображения. Дисперсия $C^m(0)$ может быть вычислена как

$$C^m(0) = \sum_{j=0}^{2^m-1} \int_{j2^{-m}}^{(j+1)2^{-m}} (2^m x - j - \langle x \rangle + S)^2 dx \quad (19)$$

где S - случайное число, определенное как $S = \sum_{k=0}^{m-1} 2^k \zeta_k$. Здесь ζ_k - независимое и однородно распределенное случайное число с нулевым средним и дисперсией σ^2 , которое моделирует влияние взаимодействий на эволюцию системы. После короткого вычисления мы получаем

$$\langle C^m(0) \rangle = C(0) + \langle S^2 \rangle = C(0) + \sum_{k,k'=0}^{m-1} 2^{k+k'} \langle \zeta_k \zeta_{k'} \rangle. \quad (20)$$

Используя следующее свойство независимых и однородно распределенных случайных величин $\langle \zeta_k \zeta_{k'} \rangle = \delta_{kk'} \sigma^2$, мы получаем

$$\langle C^m(0) \rangle = C(0) + \frac{2^{2m} - 1}{3} \sigma^2 \quad (21)$$

Ясно, что взаимодействие увеличит затухание как минимум линейных корреляций, потому что

$$r(m) = \frac{2^{-m}}{\sqrt{1 + 4(2^{2m} - 1)\sigma^2}} \quad (22)$$

Однако для полной системы корреляция Пирсона $r(m) = 2^{-m}$ остается той же самой. Так как $\langle S^2 \rangle^{1/2}$ должен быть намного меньшим, чем размер системы (единичный квадрат), мы можем заключить, что наши предположения, приводящие к (22), правильны только для $\langle S^2 \rangle = [(2^{2m} - 1)/3]\sigma^2 \ll 1$ и $\sigma^2 / 2^{-2m} \ll 1$.

4.4 Численное моделирование

Пока, мы использовали лишь общие абстрактные аргументы. В этом подразделе мы поддержим эти аргументы конкретным численным моделированием.

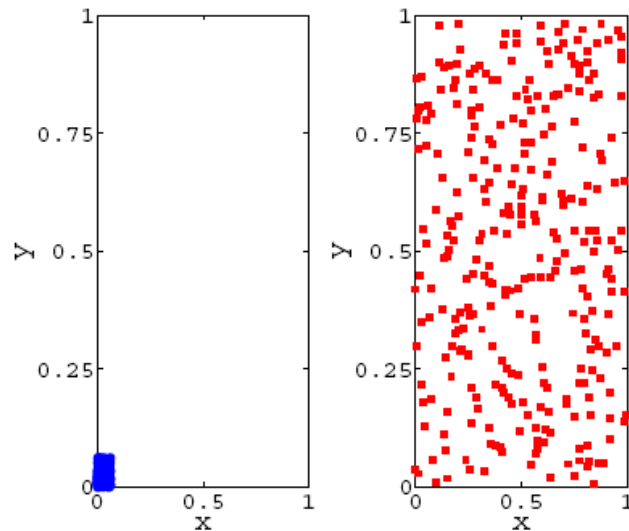


Рис. 1 Начальная конфигурация частиц в момент $t = 1$.

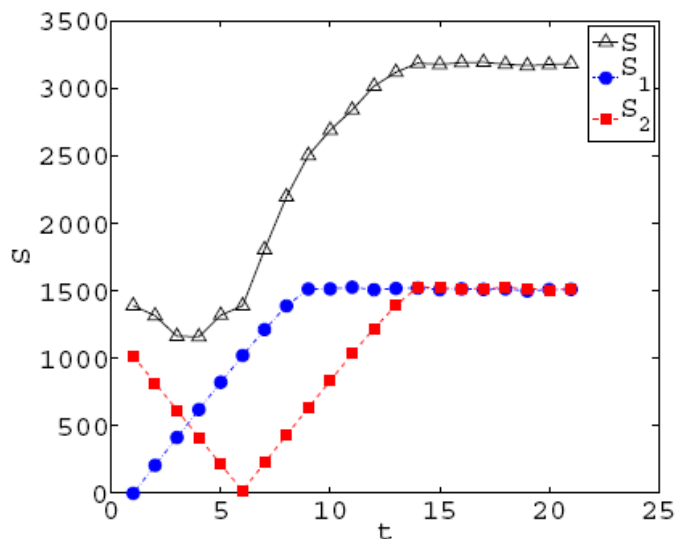


Рис. 2 Эволюция энтропии без взаимодействия.

Мы имеем две подсистемы (маркированные как 1 и 2), каждая с $N_1 = N_2 = 300$ частиц. Эти две подсистемы занимают два единичных квадрата. Чтобы определить огрубленную энтропию, каждый единичный квадрат разделен на $16 \times 16 = 256$ небольших квадратов. Таким образом, энтропия каждой из этих двух подсистем даётся

$$S_i = -N_i \sum_{k=1}^{512} f_{k,i} \log f_{k,i}, \quad (23)$$

где $i = 1, 2$, $f_{k,i} = n_{k,i} / N_i$ и $n_{k,i}$ являются числом частиц в соответствующих маленьких квадратах. Аналогично, полная энтропия определяется как

$$S = -(N_1 + N_2) \sum_{k=1}^{512} f_k \log f_k, \quad (24)$$

где $f_k = (n_{k,1} + n_{k,2}) / (N_1 + N_2)$

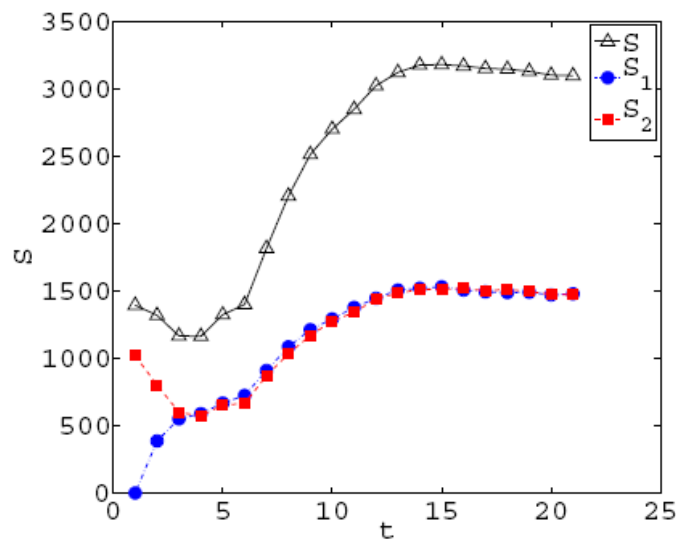


Рис. 3 Эволюция энтропии с взаимодействием.

Для системы 1 мы выбираем начальное состояние с нулевой энтропией в $t = 1$ (см. Рис. 1). Точно так же, для системы 2 мы выбираем "конечное" состояние с нулевой энтропией в $t = 6$. Такие начальные условия обеспечивают, что в отсутствие взаимодействий S_1 увеличивается со временем, в то время как S_2 уменьшается со временем для $t < 6$.

Чтобы избежать численных проблем, являющихся результатом конечной точности компьютерного представления рациональных чисел, (27) заменено на $x' = ax - [ax]$, $y' = (y + [ax]) / 2$, с $a = 1.999999$. Результаты численного моделирования представлены в Рис. 1 и Рис. 2.

Чтобы включить эффекты взаимодействия, мы определяем взаимодействие следующим образом. (Ради вычислительного удобства это определено немного по-другому, чем в Разделе 4.2). Мы берем небольшой диапазон взаимодействия $\gamma_y = 0.01$ в y -направлении, который, по сути, является параметром, описывающим слабость взаимодействия. (Вспомним, что u и x являются аналогами канонической координаты и канонического импульса, соответственно, в Гамильтоновом фазовом пространстве). Взаимодействие обменивает самые близкие пары так же как в Разделе 4.2, но теперь "самое близкое" относится к расстоянию в y -направлении, и нет никакого обмена, если самое близкое расстояние больше чем γ_y . Кроме того, теперь взаимодействие определено таким образом, что только x -координаты частиц обмениваются. Выбирая те же самые начальные условия в $t = 1$ как в случае отсутствия взаимозависимости (Рис. 1), результаты численного моделирования с взаимодействием представлены на Рис. 3. Мы видим, что с взаимодействием (Рис. 3) S_2 начинает увеличиваться в более раннее время, чем без взаимодействия (Рис. 2).

5. Выводы

В этой статье мы использовали "игрушечную" модель, основанную на Преобразовании Пекаря, чтобы продемонстрировать особенности, которые, справедливы для общих систем, описанных обратимой Гамильтоновой механикой. Ясно, для таких систем можно

свободно выбрать или конечные, или начальные условия, но нельзя свободно выбрать смешанные начально-конечных условия. Начально-конечных условия – это условия, при которых канонические параметры для одной части частиц определены в начальный момент времени, а для другой части – в конечный момент. Для многих смешанных начально-конечных условий не существует соответствующего решения (для Гамильтоновых уравнений движения). Точно так же, как для нашей «игрушечной модели», для большинства Гамильтонианов со слабыми взаимодействием, число решений с данными крупнозернистыми начально-конечными условиями намного меньше, чем число решений с только крупнозернистыми начальными условиями, или только крупнозернистыми конечными условиями. Это объясняет, почему, практически, мы никогда не наблюдаем подсистемы с противоположными стрелами времени, то есть, почему стрела времени универсальна.

В некотором смысле, дезорганизация состояний с противоположными стрелами времени подобна эргодичности. Оба свойства справедливы во всех практических ситуациях, однако они не являются точными законами. Они верны для большинства реальных систем, но контр-примеры могут всегда быть найдены [21, 22]. Кроме того, оба свойства кажутся интуитивно очевидными, но доказать их строго очень трудно. Для эргодичности соответствующим строгим результатом является КАМ (Колмогоров-Арнольд-Мозер) теорема, в то время как для дезорганизации состояний с противоположными стрелами времени такая строгая теорема отсутствует.

Наши результаты также разрешают "противоречие" между "Новой Динамикой" Пригожина [20] (обсужденной в Разделе 3.3 из данной работы) и комментарием Brimont [26]. Динамика взаимодействующих подсистем может быть разделена на два типа динамик:

1. Обратимую *идеальную динамику*, рассматриваемую относительно координатного времени, когда энтропия может или уменьшиться или увеличиться.
2. Необратимую *наблюдаемую динамику*, рассматриваемую относительно характерных стрел времени взаимодействующих подсистем, относительно которых энтропия может только увеличиваться, как уже показано выше.

В рамках этой терминологии "Новая Динамика" Пригожина [20] является одной из форм *наблюдаемой динамики*, в то время как статья Brimont [26] рассматривает *идеальную динамику*. В частности, наблюдаемая динамика не включает возвращения Пуанкаре и обратимость, которые являются действительно ненаблюдаемыми реальным наблюдателем. Это делает её более простой, чем идеальная динамика. Однако, в принципе, оба типа динамики правильны.

Нужно также отметить, что наши результаты не находятся в противоречии с существованием диссипативных систем [27] (таких как, например, определенные самоорганизующиеся биологические системы), в котором энтропия подсистемы может уменьшиться со временем, несмотря на то, что энтропия окружающей среды увеличивается. Энтропия полной системы (включающей как энтропию диссипативной системы, так и окружающей среды) увеличивается, что отвечает закону увеличения энтропии. Для таких систем типично, что взаимодействие с окружающей средой *сильно*, в то время как результаты нашей статьи обращаются к *слабым* взаимодействиям между подсистемами. Например, для существования живых организмов, необходим большой поток энергии от Солнца. Небольшой поток энергии от звезд не достаточен для жизни, но достаточен для декорреляции и для выравнивания стрел времени. В работе [6] приводится цитата: "Однако, наблюдатель является макроскопическим по определению, и все отдаленно взаимодействующие макроскопические системы становятся коррелированными очень быстро (например, Vogel замечательно вычислил, что, перемещение одного грамма

материала по звезде Сириус на один метр может влиять на траектории частиц в газе на Земле на временных масштабах порядка микросекунд [28]).”

Приложение А. Основные свойства Преобразования Пекаря

В этом приложении мы представляем некоторые основные свойства Преобразования Пекаря. Больше деталей может быть найдено, например, в [29].

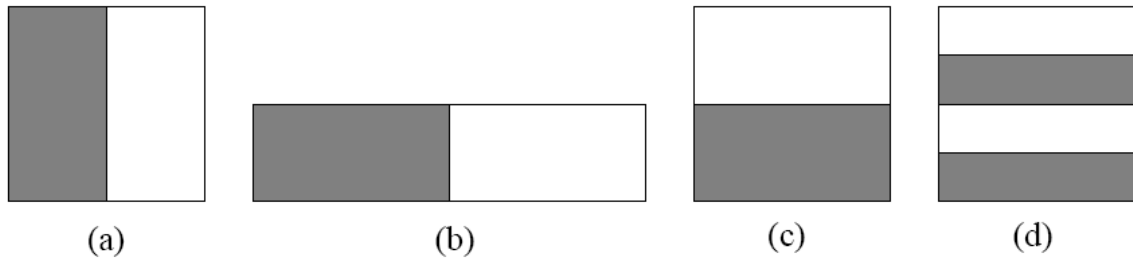


Рис. 4 Геометрическая интерпретация Преобразования Пекаря. (а) Начальная конфигурация (b) Однородное сжатие в вертикальном направлении и расширение в горизонтальном направлении на величину фактора 2 (с) Итоговая конфигурация после отрезания правой половины и её помещения на левую (d) Итоговая конфигурация после двух итераций

А.1 Определение Преобразования Пекаря

Рассмотрим бинарную символическую последовательность.

$$\dots S_{-2}, S_{-1}, S_0; S_1, S_2, S_3 \dots \quad (25)$$

бесконечную с обеих сторон. Такая последовательность определяет два вещественных числа

$$x = 0.S_1 S_2 S_3 \dots, \quad y = 0.S_0 S_{-1} S_{-2} \dots \quad (26)$$

Последовательность может быть перемещена обратимо относительно точки с запятой в обоих направлениях. После левого сдвига мы получаем новые действительные числа

$$x' = 2x - [2x], \quad y' = \frac{1}{2}(y + [2x]), \quad (27)$$

где $[x]$ является самым большим целым числом, меньше чем или равным x . Это отображение единичного квадрата в себя называют *Преобразованием Пекаря*.

У Преобразования Пекаря есть простая геометрическая интерпретация, представленная в Рис. 4. Там (а) - начальная конфигурация, и (с) заключительная конфигурация после одной итерации Преобразования Пекаря, с промежуточным шагом, представленным в (b). Часть (d) представляет заключительную конфигурацию после двух итераций.

А.2 Нестабильные периодические орбиты

Периодические символические последовательности (0) и (1) соответствуют неподвижным точкам $(x, y) = (0, 0)$ и $(x, y) = (1, 1)$, соответственно. Периодическая последовательность (10) соответствует двухпериодичной орбите $\{(1/3, 2/3), (2/3, 1/3)\}$. Из периодической последовательности ...001; 001... мы получаем $\{(1/7, 4/7), (2/7, 2/7), (4/7, 1/7)\}$. Точно так же из ...011; 011... мы получаем $\{(3/7, 6/7), (6/7, 3/7), (5/7, 5/7)\}$.

Любой x и y могут быть аппроксимированы произвольно хорошо $0.X_0...X_n$ и $0.Y_0...Y_m$, соответственно, при условии, что n и m являются достаточно большими. Поэтому периодическая последовательность $(Y_m...Y_0X_0...X_n)$, может приблизиться к любой точке единичного квадрата произвольно близко. Таким образом, множество всех периодических орбит даёт плотное множество на единичном квадрате.

А.3 Эргодичность, перемешивание, и сохранение площади

Из-за растяжения в горизонтальном направлении, все близкие точки расходятся по экспоненте под действием итераций Преобразования Пекаря. При этих итерациях любая случайная символическая последовательность приближается произвольно близко к любой точке единичного квадрата. Вообще, такое эргодическое свойство может использоваться, чтобы заменить среднее по "времени" $\langle A \rangle$ средним по "ансамблю"

$$\langle A \rangle = \sum_n A(x_n, y_n) = \int A(x, y) d\mu(x, y) = \int A(x, y) \rho(x, y) dx dy, \quad (28)$$

где $d\mu(x, y)$ является инвариантной мерой и $\rho(x, y)$ инвариантная плотность для Преобразования Пекаря. Для Преобразования Пекаря, $\rho(x, y) = 1$.

Под действием итераций Преобразования Пекаря любая область отображается в ряд узких горизонтальных полос. В конечном счете, они заполняют равномерно весь единичный квадрат, что и соответствует перемешиванию. Точно так же обратные итерации отображают область в узкие вертикальные ленты, которая также соответствует перемешиванию.

Во время этих итераций не изменяется площадь области. Это свойство - закон сохранения площади области для Преобразования Пекаря.

А.4 Показатели степени Ляпунова, сжимающиеся и растягивающиеся направления

Если $x_0^{(1)}$ и $x_0^{(2)}$ имеют равные первые k двоичные цифры, то для $n < k$,

$$x_n^{(2)} - x_n^{(1)} = 2^n (x_0^{(2)} - x_0^{(1)}) = (x_0^{(2)} - x_0^{(1)}) e^{n \log 2}, \quad (29)$$

где $\Lambda = \log 2$ является первым положительным показателем степени Ляпунова для Преобразования Пекаря. Следовательно, расстояние между двумя близкими орбитами увеличивается по экспоненте с увеличением n , и после k итерации становится порядка 1. Это свойство называют чувствительностью к начальным условиям. Из-за этого свойства, все периодические орбиты неустойчивы.

Так как площадь области сохраняется, растяжение в горизонтальном направлении, обсужденная выше, подразумевает, что некоторое направление сжатия также должно существовать. Действительно, эволюция в вертикальном направлении y обратна

эволюции в горизонтальном направлении x . Если $(x_0^{(1)}, y_0^{(1)})$ и $(x_0^{(2)}, y_0^{(2)})$ являются двумя точками с $x_0^{(1)} = x_0^{(2)}$, тогда

$$y_n^{(2)} - y_n^{(1)} = 2^{-n} (y_0^{(2)} - y_0^{(1)}) = (y_0^{(2)} - y_0^{(1)}) e^{n(-\log 2)}. \quad (30)$$

Следовательно, $\Lambda = -\log 2$ - это второй отрицательный показатель степени Ляпунова для Преобразования Пекаря.

А.5 Затухание корреляций

Так как x - неустойчивое направление, эволюция в этом направлении приводит к затуханию корреляций. Средняя корреляционная функция $C(m)$ для последовательности x_k обычно определяется как

$$C(m) = \lim_{n \rightarrow \infty} \frac{1}{n} \sum_{k=1}^n (x_k - \langle x \rangle)(x_{k+m} - \langle x \rangle), \quad (31)$$

где $\langle x \rangle = \lim_{n \rightarrow \infty} \sum_{k=1}^n x_k / n$. Корреляции могут быть более легко вычислены, если известна инвариантная мера $\mu(x)$, в этом случае

$$C(m) = \int (x - \langle x \rangle)(f^m(x) - \langle x \rangle) d\mu(x), \quad (32)$$

где $f^m(x) = x_m$ - функция, которая отображает переменную x на ее образ после m итераций Преобразования Пекаря. Для Преобразования Пекаря $d\mu(x) = dx$, таким образом, мы можем написать

$$C(m) = \sum_{j=0}^{2^m-1} \int_{j2^{-m}}^{(j+1)2^{-m}} (x - \langle x \rangle)(2^m x - j - \langle x \rangle) dx, \quad (33)$$

который приводит к

$$C(m) = \sum_{j=0}^{2^m-1} \left[2^m \frac{x^3}{3} - (2^m \langle x \rangle + \langle x \rangle) \frac{x^2}{2} + \langle x \rangle^2 x - j \left(\frac{x^2}{2} - \langle x \rangle x \right) \right]_{j2^{-m}}^{(j+1)2^{-m}} \quad (34)$$

Для Преобразования Пекаря $\langle x \rangle = 1/2$, и, таким образом, написанная выше сумма может быть вычислена явно

$$C(m) = \frac{2^{-m}}{12} \quad (35)$$

Это показывает, что затухание корреляций происходит по экспоненте с увеличением m .
Корреляция Пирсона для системы находится следующим образом

$$r(m) = C(m) / C(0) = 2^{-m} \quad (36)$$

Библиография

1. H. Reichenbach, *The Direction of Time* (University of California Press, Los Angeles, 1971).
2. P.C.W. Davies, *The Physics of Time Asymmetry* (Surrey University Press, London, 1974).
3. R. Penrose, *The Emperor's New Mind* (Oxford University Press, 1989).
4. H. Price, *Time's Arrow and Archimedes' Point* (Oxford University Press, New York, 1996).
5. H.D. Zeh, *The Physical Basis of the Direction of Time* (Springer, Heidelberg, 2007).
6. L. Maccone, *Phys. Rev. Lett.* 103, 080401 (2009).
7. L. Vaidman, *quant-ph/9609006*.
8. Kupervasser, *nlin/0407033*.
9. Kupervasser, *nlin/0508025*.
10. D. Jennings, T. Rudolph, *Phys. Rev. Lett.* 104, 148901 (2010).
11. Kupervasser, D. Laikov, *arXiv:0911.2610*.
12. H. Nikolić, *arXiv:0912.1947*.
13. L. Maccone, *arXiv:0912.5394*.
14. H.D. Zeh, *Entropy* 7, 199 (2005).
15. H.D. Zeh, *Entropy* 8, 44 (2006).
16. Kupervasser, *arXiv:0911.2076*.
17. G.F.R. Ellis, *Gen. Rel. Grav.* 38, 1797 (2006).
18. H. Nikolic, *Found. Phys. Lett.* 19, 259 (2006).
19. H. Nikolic, http://www.fqxi.org/data/essay-contestfiles/Nikolic_FQXi_time.pdf.
20. Prigogine, *From Being to Becoming* (W.H. Freeman and Company, New York, 1980).
21. L.S. Schulman, *Phys. Rev. Lett.* 83, 5419 (1999).
22. L.S. Schulman, *Entropy* 7, 208 (2005).
23. Y. Elskens, R. Kapral, *J. Stat. Phys.* 38, 1027 (1985).
24. P. Gaspard, *J. Stat. Phys.* 68, 673 (1992).
25. G.C. Hartmann, G. Radons, H.H. Diebner, O.E. Rossler, *Discrete Dynamics in Nature and Society* 5, 107 (2000).
26. J. Bricmont, *chao-dyn/9603009*.
27. Prigogine, *Self-organization in nonequilibrium systems* (John Wiley & Sons, 1977).
28. E. Borel, *Le Hasard* (Alcan, Paris, 1914).
29. D.J. Driebe, *Fully Chaotic Maps and Broken Time Symmetry* (Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 1999).
30. W. Thomson, *Proc. of the Royal Soc. of Edinburgh*, 8, 325 (1874), reprinted in S.G. Brush, *Kinetic Theory*, Pergamon, Oxford, (1966).
31. Joel L. Lebowitz, *Microscopic Reversibility and Macroscopic Behavior: Physical Explanations and Mathematical Derivations*. *Turkish Journal of Physics*, 19 PP.1-20 (1995). Also in *25 Years of Non-Equilibrium Statistical Mechanics*, *Proceedings of Sitges Conference*, Barcelona, Spain (1994); in *Lecture Notes in Physics*, J.J. Brey, J. Marro, J.M. Rubi and M. San Miguel (eds.), Springer, (1995) Texas PP. 96-163; Los Alamos *cond-mat/9605183*.

Часть 2. Универсальная стрела времени: Случай квантовой механики.

0. Аннотация: Разрешение парадокса Шредингеровского кота, парадокса друга Вигнера, парадокса котелка, который никогда не закипит.

Данная статья является естественным продолжением нашей предыдущей статьи [1] и первой части этого эссе. Мы ранее проиллюстрировали, что в классической Гамильтоновой механике для подавляющего большинства реальных хаотических макроскопических систем происходит синхронизация собственных стрел времени вследствие их малого взаимодействия. Этот факт и невозможность наблюдать убывание энтропии при самонаблюдении объясняют второе начало термодинамики. В квантовой механике ситуация даже немного проще – все замкнутые системы конечного объема являются периодическими или почти периодическими. Доказательство в квантовой механике во многом аналогично доказательству в классической Гамильтоновой механике – оно использует учет малого взаимодействия между подсистемами и невозможность наблюдать убывание энтропии при самонаблюдении. Однако имеются особые случаи, которых не было в классической механике. В этих случаях одному микросостоянию соответствует несколько возможных макросостояний (точнее их квантовая суперпозиция). Рассмотрение этого свойства с использованием теории декогеренции и учета термодинамической стрелы времени приносит новые результаты в квантовую механику. Оно позволяет разрешить основные парадоксы квантовой механики: (а) объяснить парадокс редукции квантового пакета при измерениях, когда наблюдатель включен в систему (самонаблюдение) (парадокс Шредингеровского кота); (б) объяснить ненаблюдаемость суперпозиции макроскопических состояний внешним наблюдателем в реальных экспериментах (парадокс друга Вигнера); (в) доказать полную эквивалентность многомировой и Копенгагенской интерпретаций квантовой механики; (г) объяснить отклонения от экспоненциального закона при распаде частиц и переходах с одного энергетического уровня на другой (парадокс котелка, который никогда не закипит).

1. Введение

Прежде всего, следует отметить, что в нашей статье, если не оговорено иное, полная система находится в замкнутом ограниченном объеме, содержит конечное число частиц и изолирована от остальной части Вселенной. Это главные условия закона роста термодинамической энтропии, который мы будем обсуждать. Она также описывается законами квантовой механики.

В нашей предыдущей статье [1] мы рассматривали синхронизацию стрел времени в классической Гамильтоновой механике и вытекающее из него доказательство закона роста энтропии. Здесь мы хотим рассмотреть квантовый случай. Причиной синхронизации стрел времени в квантовой механике, как и в классической механике, являются «перепутывание» и «декогеренция» [2-3, 17, 24-27] - малое взаимодействие между реальными хаотическими макроскопическими системами или реальной хаотической макроскопической системой в неустойчивом состоянии и квантовой микросистемой (процесс измерения в квантовой механике).

Использование явления синхронизации стрел времени на квантовую механику для анализа широко известных парадоксов квантовой механики дает их полное и непротиворечивое разрешение. Все эти парадоксы связаны с *экспериментальной* ненаблюдаемостью для *реальных макроскопических* тел таких чисто квантовых явлений, предсказываемых квантовой механикой, как (а) суперпозиция состояний для Копенгагенской интерпретации или (б) наличие многих миров в случае многомировой интерпретации.

Действительно, квантовая механика обладает принципиальным отличием от классической – если для классической механики одному микросостоянию соответствует только одно макросостояние, то для квантовой механики одному микросостоянию (*чистое* состояние, описываемое волновой функцией) может соответствовать несколько макросостояний. (Или, иными словами, это микросостояние является суперпозицией микросостояний, соответствующих *разным* макросостояниям.) Ситуация не представляемая в классической механике! Причем такое состояние не может рассматриваться как просто *смешанное* состояние, т.е. классический ансамбль нескольких макросостояний (точнее соответствующих им микросостояний, входящих в суперпозицию) с соответствующими вероятностями. Эволюция таких суперпозиций и смешанных состояний отличается. Это отличие связано с наличием *интерференционных* членов для суперпозиции (или *квантовых корреляций* миров для многомировой интерпретации). Хотя для макроскопических тел эти различия очень малы, но, тем не менее, они существуют. Что же мешает их экспериментально наблюдать? Те же причины, что препятствуют наблюдать уменьшение энтропии, вследствие синхронизации стрел времени!

Действительно, более подробный анализ, проводимый ниже, показывает, что экспериментальные проявления интерференции (квантовых корреляций) проявляются *значительно* лишь в момент убывания энтропии. Процесс этот не наблюдаем *в принципе*, если наблюдатель *входит* в наблюдаемую систему (*самонаблюдение*). При этом, он очень трудно наблюдаем (требует почти полной изоляции макросистемы от декогеренции окружения/самого наблюдателя) для макросистем, внешних по отношению к наблюдателю из-за синхронизации стрел времени наблюдаемой системы и наблюдателя/окружения при декогеренции.

Малые же проявления интерференции (квантовых корреляций) при росте энтропии также не могут наблюдаться при самонаблюдении *в принципе* (из-за принципиального ограничения в их точности – при самонаблюдении могут измеряться лишь макропараметры, полное измерение невозможно). Они же очень трудно наблюдаемы для случая внешнего наблюдателя из-за декогеренции с наблюдателем/окружением.

2. Качественное рассмотрение вопроса.

Причиной синхронизации стрел времени в квантовой механике, как и в классической механике, является малое взаимодействие между реальными хаотическими макроскопическими системами. Это хорошо изученное явление, носящее название «*декогеренции*» [2-3, 17, 24-27]. Ее результатом является не только широко известное «*перепутывание*» состояний систем, но и синхронизация их временных стрел. (Направление стрелы времени определяется направлением роста энтропии.) Причина такой синхронизации абсолютно та же, что и в классической Гамильтоновой механике – неустойчивость процессов с убыванием энтропии по отношению к малым возмущениям со стороны наблюдателя/окружения (декогеренция).

Похожие аргументы в случае квантовой механики были даны в работе Масоне [4]. Однако там он утверждал, что подобная логика применима только в квантовой механике. Ошибочность подобного взгляда была показана в наших предыдущих работах [1,5]. Кроме того было выдвинуто и другое возражение против него в работе [6]. Там рассматриваются небольшие, сильно флуктуирующие системы, в которых нарушается синхронизация стрел

времени. Следует отметить, что как ответ на это возражение самого Массоне, так и последующая работа самих авторов возражения [7] не объясняют истинную причину замеченного несоответствия. Она же очень проста и заключается в том, что закон возрастания энтропии, само понятие термодинамической стрелы времени и их синхронизация – применимы только к неравновесным *макроскопически* объектам. Нарушение этих законов для микроскопических, сильно флюктуирующих систем – широко известный факт. Тем не менее, хотя само возражение [6] тривиально физически, но оно интересно с чисто математической точки зрения. Оно дает хороший математический *критерий макроскопичности* хаотических квантовых систем.

Ситуация в квантовой механике даже проще, чем в классической – здесь хаотическим квантовым системам соответствуют почти периодические системы. Их хаотичность проявляется в том, что энергии, характеризующие собственные значения гамильтониана и определяющие «частоты» энергетических мод, распределены по случайному закону [8].

Часто можно встретить утверждение, что квантовые хаотические системы по своему поведению очень сильно отличаются от классических хаотических систем. Это, однако, сильное заблуждение, связанное с глубоким непониманием физики этих систем. Действительно, квантовые хаотические системы почти периодические, тогда как классические хаотические системы характеризуются случайным законом для времен возврата Пуанкаре. У наблюдателя и наблюдаемой системы стрелы времени синхронизированы. Поэтому наблюдатель способен экспериментально проводить наблюдение (или самонаблюдение) лишь на ограниченных промежутках времени, когда у него существует стрела времени (т.е. состояние далекое от термодинамического равновесия), и она *не меняет* свое направление. На таких *конечных* и экспериментально реально наблюдаемых временах поведение хаотичных квантовых систем носит тот же характер, что и для классических квантовых систем.

Декогеренция приводит к переходу наблюдаемых подсистем из чистого состояния в смешанное, т.е. приводит к росту энтропии. (На самом деле, ведь одно макросостояние заменяется на целый набор возможных макросостояний.) С другой стороны, возвраты Пуанкаре дают обратный результат (т.е. «рекогеренцию») и связаны с уменьшением энтропии. Декогеренция и сопутствующая ей синхронизация стрел времени наблюдателя и наблюдаемых подсистем приводит, таким образом, также к синхронизации моментов перехода из чистого состояния в смешанное всех этих подсистем и невозможности экспериментально наблюдать обратный процесс (т.е. «рекогеренцию»).

Подводя итог вышесказанного, рассмотрение явления синхронизации стрел времени в квантовой механике во многом аналогично рассмотрению в классической механике. Однако рассмотрение этого свойства для анализа широко известных парадоксов квантовой механики дает их полное и непротиворечивое разрешение. Это следующие парадоксы: (а) парадокс редукции квантового пакета при измерениях (парадокс Шредингеровского кота); (б) ненаблюдаемость суперпозиции макроскопических состояний (парадокс друга Вигнера); (в) *строгое* доказательство полной эквивалентности многомировой и Копенгагенской интерпретаций квантовой механики; (г) отклонения от экспоненциального закона при распаде частиц и переходах с одного энергетического уровня на другой (парадокс котелка, который никогда не закипит).

Как уже указывалось выше решение вопроса о синхронизации стрел времени в квантовой механике аналогично классической механике. Но имеется одно важное исключение. В классической механике одному микросостоянию (точке в фазовом пространстве) соответствует только одно макросостояние. В квантовой же механике одному микросостоянию (волновая функция) может соответствовать целый набор возможных макросостояний (квантовая суперпозиция волновых функций, соответствующих отдельным макросостояниям). Эта ситуация возникает в известном парадоксе «Шредингеровского кота».

Сейчас очень популярна Многомировая Интерпретация квантовой механики. Она утверждает, что этим отдельным макросостояниям соответствуют отдельные и одновременно существующие параллельно миры, которые интерферируют (складываются друг с другом). В этом видится разрешение парадокса «Шредингеровского кота».

Но тут возникает первый, на первый взгляд тривиальный вопрос: зачем нам нужно предполагать одновременное существование этих миров. Вместо этого мы можем просто сказать: «Система коллапсирует в одно из этих макросостояний с вероятностью, определяемой правилами Бора. Для чего нам нужны эти мистические параллельные миры?». Данному взгляду отвечает Копенгагенская Интерпретация.

На это обычно даются следующие возражения

1. У нас нет никаких механизмов, описывающих коллапс Копенгагенской Интерпретации.
2. Мы принимаем, что волновые функции это нечто реально существующее.
3. Эти волновые функции и их суперпозиция удовлетворяют уравнению Шредингера.
4. Из 1 и 2 автоматически следует многомировая интерпретация.
5. Декогеренция, которая также является следствием уравнения Шредингера, объясняет, почему мы можем в итоге видеть лишь один из миров (с соответствующей вероятностью Бора).

Но на это вполне можно возразить: «Да, у нас нет механизма коллапса. Но нам и не нужно его знать. Мы просто постулируем наличие такого коллапса. Более того, мы даже не хотим знать этот механизм, поскольку способны описать и рассчитать любую физическую ситуацию без этого знания».

Но такой подход встречает следующие трудности:

1. Мы не можем указать или рассчитать *точный* момент времени, когда происходит этот коллапс. Для макротел можно указать лишь очень узкий, но, тем не менее, конечный интервал времени, на котором этот коллапс происходит.
2. Для макротел существует достаточно четкое разделение между мирами (за счет декогеренции), но оно никогда не является полным. Всегда остается *небольшое* «перекрытие» между мирами (интерференционные члены, квантовые корреляции миров) даже для макротел. Декогеренция, описываемая выше, лишь частично решает проблему. Она не до конца «разъединяет» макромиры, оставляя это небольшое их «перекрытие».
3. Существуют специфические модели коллапса (так называемая, GRW теория [16]). Они могут быть проверены экспериментально. Такие эксперименты не дают пока никакого доказательства существования такого коллапса. Они дают лишь границы на параметры таких моделей (в том случае, если они всё-таки верны), определяемые точностью эксперимента.

На это можно снова возразить:

1. Да, есть проблема определить точное время коллапса. Но точно такая же проблема существует и в многомировой интерпретации – в какой именно момент времени наблюдатель видит, в каком из возможных миров он очутился?
2. Тоже касается и «перекрытия» миров – эта проблема присутствует и в многомировой интерпретации. Действительно, наблюдатель видит в некоторый момент времени только свой мир. Он ничего не может сказать о наличии и отсутствии других параллельных миров. Соответственно, все предсказания будущего (определяемые правилами Бора) могут делаться им на основе знания лишь «своего» мира. Но из-за «перекрытия» миров (пусть и малого) могут возникнуть эффекты, не укладывающиеся

в эти предсказания. То есть, квантовая механика при ее таком последовательном использовании не способна давать даже точный *вероятностный* прогноз.

3. Можно добавить и еще одну неопределенность, присущую обеим интерпретациям. Пусть, к примеру, имеются два макросостояния – «живой кот» и «мертвый кот». Почему мир разделяется (или коллапсирует) именно на такие два состояния? Чем хуже, например, пара: («живой кот» - «мертвый кот»), («живой кот» + «мертвый кот»)?

Указанные выше три проблемы приводят к *неопределенности* в предсказаниях, делаемых квантовой механикой. Она не укладывается даже в вероятностные рамки, определяемые правилами Бора. Эта неопределенность очень мала для макротел, но она существует. Она присутствует в *любых* интерпретациях, лишь маскируясь и меняя свою форму.

Невероятный поток интерпретаций связан именно с попыткой преодолеть эти проблемы. На самом деле разные интерпретация лишь по разному «маскируют» проблему неопределенности, не решая ее.

4. Все сказанное выше о GRW теории верно. Нет никакой необходимости заменять ею квантовую механику. Однако Копенгагенская Интерпретация хоть очень и напоминает GRW, но в одном важном пункте очень *отличается* от нее. Она постулирует коллапс не *всех* макротел, а лишь *конечного* наблюдателя, с точки зрения которого описывается физический эксперимент. При этом под словом «наблюдатель» мы понимаем не некую личность, обладающую загадочным «сознанием», а просто стандартный макроскопический объект, далекий от состояния термодинамического равновесия. Это совершенно аналогично нашей предыдущей статье [1]. Для нас важно лишь то, что этот объект последний в цепочке наблюдений и его собственная термодинамическая стрела времени выбрана как «положительно» направленная. Это ограничение на коллапс приводит к серьезным последствиям, которых не было в GRW. А именно, если наличие коллапса в GRW теоретически можно проверить экспериментально, то проверить наличие коллапса в Копенгагенской Интерпретации невозможно даже *в принципе*. Обоснуем эту точку зрения. Рассмотрим мысленные эксперименты, которые позволяют проверить наличие коллапса, предсказываемого в GRW. Далее мы проверим, могут они же использоваться для проверки наличие коллапса в Копенгагенской Интерпретации.

а. Квантовая механика, как и классическая, предсказывает возвраты Пуанкаре. Причем, в отличие от классических хаотических систем, они происходят периодически или почти периодически. Наличие коллапса в GRW делает такие возвраты невозможными и не наблюдаемыми, т.е. этот факт можно проверить экспериментом

б. Квантовая механика обратима. При обращении эволюции система вернется в исходное состояние. Однако при коллапсе обратимость теряется. Этот факт также можно проверить экспериментом

с. Мы можем регистрировать экспериментально малые эффекты, связанные с малыми квантовыми корреляциями, которые остаются даже после декогеренции. В GRW эти малые эффекты исчезают.

Мы проверяем коллапс наблюдателя в Копенгагенской Интерпретации, и, следовательно, неизбежно должны включить его в наблюдаемую систему. Т.е. здесь происходит *самонаблюдение*. Покажем, что это не позволяет проверить (или опровергнуть) наличия коллапса в Копенгагенской Интерпретации описанными выше методами.

а. Предположим, мы будем ждать, когда наступит возврат, предсказываемый квантовой механикой. Но наблюдатель, коллапс которого мы проверяем, является неотъемлемой частью системы. Т.е. при возврате Пуанкаре, он вернется также в исходное состояние.

Следовательно, вся его память о прошлом сотрется. Что делает экспериментальную проверку, связанную со сравнением начального и конечного состояния не возможной.

b. Те же самые причины, что и в предыдущем пункте, сделают невозможной проверку возврата при обращении движения.

c. Для регистрации экспериментально малых эффектов, необходима очень высокая точность измерения. Но, поскольку наблюдатель сам входит в систему измерения (самонаблюдение) он не способен точно и полно измерить все параметры такой системы. Образно говоря, наблюдатель должен «записать» текущее состояние системы теми же самыми «чернилами», которые он, в том числе (как часть системы), и должен описать! На практике возможно описание лишь макропараметров системы, что делает невозможной наблюдение и расчет малых эффектов.

По сути дела, первые два пункта (a, b) связаны со следующим фактом, который имел место и в классической механике [1]. Декогеренция (расщепление на макросостояния) приводит к росту энтропии (одно макросостояние заменяется на целый набор возможных макросостояний). С другой стороны, наблюдение возврата (т.е. рекогеренция) связано с уменьшением энтропии. Наблюдатель же способен экспериментально проводить самонаблюдение лишь на ограниченных промежутках времени, когда у него существует стрела времени (т.е. состояние далекое от термодинамического равновесия), и она *не меняет* свое направление. Таким образом, невозможность экспериментально различить Копенгагенскую и Многомировую Интерпретации тесно связана с законом роста энтропии и термодинамической стрелой времени.

Все, сказанное выше, делает невозможной экспериментальную проверку разницы между Копенгагенской и Многомировой Интерпретацией, что делает их равноправными. Такие утверждения о неразличимости этих интерпретаций не раз встречаются в литературе. Однако там, где этот факт не только формулируют, но и пытаются доказать, обычно ссылаются на невозможность сделать такую проверку лишь *практически* для макротел, не понимая ее *принципиальной* невозможности. На этом основании делается ошибочный вывод о «привилегированном» положении Многомировой Интерпретации. Приведем наиболее наглядный пример [9]:

"Сторонники Многомировой интерпретации могли бы утверждать, что, фактически, бремя экспериментального доказательства находится на противниках Многомировой интерпретации, потому что это - они, те, кто утверждает, что есть новая физика вне хорошо проверенного уравнения Шредингера".

"Несмотря на название "интерпретация", Многомировой интерпретации - это просто вариант квантовой теории, которая отличается от других. Экспериментально, разность существует относительно теорий с коллапсом. Кажется, что нет никакого эксперимента, отличающего Многомировую интерпретацию от других теорий без коллапса, таких как механика Бома или другие варианты Многомировой интерпретации. Коллапс приводит к эффектам, которые являются, в принципе, наблюдаемыми; эти эффекты не существуют, если Многомировая интерпретация - правильная теория. Чтобы наблюдать коллапс, мы нуждались бы в технологии высшего качества, которая позволяет "обращать" квантовый эксперимент, включая инверсию процесса детектирования макроскопическими устройствами. См. [Lockwood 1989](#) (p. 223), [Vaidman 1998](#) (p. 257), и другие предложения в [Deutsch 1986](#). Эти предложения - все для чисто мысленных экспериментов, которые не могут быть выполнены сейчас или с помощью какой-либо будущей технологией, достижимой в обозримое время. Действительно, в этих экспериментах должна наблюдаться интерференция различных миров. Миры различны, когда, по крайней мере, один макроскопический объект находится в макроскопически различимых состояниях.

Таким образом, необходим интерференционный эксперимент с макроскопическим телом. Сегодня есть интерференционные эксперименты с большими и большими объектами (например, молекулы фуллерена C₆₀), но эти объекты все еще не являются достаточно большими, чтобы считаться "макроскопическими". Такие эксперименты могут только улучшить оценку границу, где коллапс мог бы иметь место. Решающий эксперимент должен включать интерференцию состояний, которые обладают макроскопическим числом степеней свободы: невозможная задача для сегодняшней технологии"

Приведенное здесь доказательство экспериментальной непроверяемости коллапса в Копенгагенской Интерпретации, насколько нам известно, встречается лишь в этой и предшествующих ей работах [10-13]. Его можно назвать «Геделевской» теоремой о невозможности для квантовой механики. Она как формулировкой, так и методом доказательства действительно напоминает «Геделевскую теорему о неполноте».

Мы здесь столь подробно останавливаемся на этом вопросе, поскольку Во-первых, сама невозможность экспериментально различить Копенгагенскую и Многомировую Интерпретации тесно связана с законом роста энтропии и термодинамической стрелой времени. Во-вторых, слишком много людей искренне, но ошибочно верят, что Многомировая Интерпретация (или иные менее модные Интерпретации) полностью решают все проблемы квантовой механики. К этим проблемам в первую очередь относятся уже сформулированные выше проблемы *неопределенности* в предсказаниях квантовой механики, не описываемые правилами Бора. Как же они решаются на самом деле? Это объясняется тем, что указанная неопределенность хоть и существуют в *идеальной* динамике, в *наблюдаемой* динамике отсутствует и экспериментально не наблюдаемо в *принципе*.

- 1) Самонаблюдение. Те же самые причины, уже описанные выше, которые не позволяют проверить коллапс экспериментально не позволят обнаружить экспериментально неопределенность, указанную в пунктах 1 (точный момент времени коллапса) и 2 (квантовые корреляции). А значит обсуждать ее бессмысленно.
- 2) Внешнее наблюдение.
 - a. Если это наблюдение не возмущает наблюдаемую систему, то коллапса системы а, следовательно, и неопределенности (указанной в пунктах 1 и 2) не возникает и квантовая механика может быть проверена точно экспериментально. Такое непертурбативное наблюдение возможно для макротел лишь теоретически, и только при условии известного начального состояния, чистого или смешанного. (Приложение А)
 - b. Присутствует малое взаимодействие между наблюдаемой системой и наблюдателем/окружением. Это малое взаимодействие маскирует неопределенность (указанную в пунктах 1 и 2) и делает невозможным ее экспериментальное наблюдение.

Здесь нужно вернуться к неопределенности, описываемой в пункте 3. Большинство реальных наблюдений отвечает случаям самонаблюдения (когда полное описание невозможно в принципе) или открытой системе, возмущаемой неконтролируемым малым внешним шумом от наблюдателя/окружения. Как же описывать такие открытые или неполные системы? Это делается путем ввода *макропараметров* системы. Реальная *наблюдаемая* динамика таких параметров возможна для широкого класса систем. Она не включает ненаблюдаемые в реальности «параллельные миры», уменьшение энтропии, квантовую суперпозицию макросостояний и другую экзотику, возможную только в *идеальной* динамике. Наблюдаемая динамика производится относительно термодинамической стрелы времени реального макроскопического неравновесного наблюдателя, слабо взаимодействующем с наблюдаемой системой и окружением

(декогеренция). Идеальная динамика строится в абстрактном, координатном времени. Проблема перехода от идеальной к реальной динамике успешно решена в других работах [14-15, 17-18]. Выбор макропеременных неоднозначен, но и не произволен. Макропеременные должны выбираться так, чтобы при росте энтропии случайный малый внешний шум не влиял значительно на их динамику. Такие макропеременные существуют и называются главные переменные (pointer states) [3,17]. Наличие избранных состояний объясняется локальностью взаимодействия в реальном мире. Сильнее взаимодействуют близкие частицы. Если бы сила взаимодействия определялась, например, близостью импульсов, то главные состояния были бы совсем иные. Так, поскольку свойство локальности неверно на расстоянии сравнимом с длиной волны, радиоволны имеют полевые pointer states, сильно отличающиеся от pointer states частиц. Ситуация, здесь описываемая, полностью эквивалентная [1], где рассматривались «подходящие» макросостояния для случая классической механики.

Что может служить примером наблюдаемой динамики для квантовых систем? Это указанные выше GRW теории. Для того чтобы понять это вернемся к Копенгагенской Интерпретации. Мы можем выбрать за «наблюдателя» в Копенгагенской Интерпретации разные неравновесные макротела. Теоретически, при этом коллапс будет видаться по-разному для таких разных наблюдателей. Это явление называется «парадокс друга Вигнера». Иначе это явление неоднозначности коллапса в Копенгагенской Интерпретации можно назвать «Квантовый солипсизм», по аналогии с похожим по смыслу философским учением. Разрешается он аналогично тому, как мы это делали в работе [1]. При синхронизации стрел времени энтропия всех слабо взаимодействующих тел растет (убывает) синхронно. Коллапс же соответствует именно росту энтропии (одно макросостояние заменяется на целый набор возможных макросостояний). Следовательно, малое взаимодействие (декогеренция) между макротелами приводит не только к синхронизации стрел времени, но и к синхронизации момента «коллапса» для разных наблюдателей. Это делает «Квантовый солипсизм» для макротел, хотя теоретически возможным, но крайне трудно осуществимым на практике. В этом заключается его отличие от Копенгагенской Интерпретации, где коллапс наблюдателя нельзя предотвратить даже теоретически. Указанные выше GRW теории являются, таким образом, для квантовой механики описанием действительной *наблюдаемой* динамики макротел (динамика FAPP). Она отбрасывают не наблюдаемые в реальности рассогласования коллапса макротел и убывание энтропии, которые предсказываются *идеальной* динамикой.

Хорошей иллюстрацией вышеописанной связи наблюдаемой и идеальной динамик является «парадокс котелка, который никогда не закипит». Он связан в квантовой механике с отклонением от экспоненциального вида закона распада частиц (или перехода с одного энергетического уровня на другой). Экспоненциальный характер такого закона очень важен – относительная скорость распада не зависит от момента времени. Это значит, что распадающаяся частица не имеет «возраста». В квантовой механике, однако, на малых временах закон *идеальной* динамики распада сильно отличается от экспоненциального. Это приводит к тому, что когда число измерений состояния частицы на ограниченном интервале времени увеличивается, частица в пределе вообще не распадается! Пусть мы наблюдаем макросистему, состоящую из большого числа распадающихся частиц. Здесь следует отметить, что распад частицы происходит по законам идеальной динамики лишь между измерениями. Сами измерения сильно влияют на динамику системы, как видно из формулировки самого парадокса. Чтобы перейти к *наблюдаемой* динамике, описанной выше, мы должны сильно уменьшить возмущающее влияние наблюдения. Это достигается увеличением интервала между наблюдениями, сравнимого со средним временем жизни отдельной частицы. Для таких больших интервалов времени, мы получаем реальную наблюдаемую динамику распада, при

которой она описывается экспонентой, и среднее время жизни не зависит от конкретного интервала между измерениями. Таким образом, экспоненциальный распад – закон наблюдаемой, а не идеальной динамики частиц. (Этим же объясняется отсутствие возвратов Пуанкаре для такой системы.)

3. Количественное рассмотрение вопроса.

3.1 Определение основных понятий.

- 1) В классической механике микросостояние – точка в фазовом пространстве. В квантовой механике этому соответствует волновая функция ψ (чистое состояние), а траектории – эволюция волновой функции во времени. В классической механике макросостояние соответствует функции распределения в фазовом пространстве. В квантовой механике этому соответствует матрица плотности ρ . Вид матрицы плотности зависит от выбранного базиса ортонормальных волновых функций. Если $\rho \neq \rho$ – это смешанное состояние.

- 2) Уравнение движения для матрицы плотности ρ имеет форму:

$$i \frac{\partial \rho_N}{\partial t} = L \rho_N,$$

где L является линейным оператором:

$$L\rho = H\rho - \rho H = [H, \rho]$$

и H является оператором энергии для системы,

N – число частиц

- 3) Если A является оператором некоторой наблюдаемой, то средняя величина наблюдаемой может быть найдена следующим образом:

$$\langle A \rangle = \text{tr } A\rho$$

- 4) Если производится самонаблюдение полный набор наблюдений сделать невозможно. В случае внешнего наблюдения из-за малого взаимодействия с наблюдателем и неустойчивости хаотической наблюдаемой системы полное описание также бессмысленно. Поэтому вводят ограниченный набор M макропеременных:

$$A_{\text{set}} = \{A_1, A_2, \dots, A_M\},$$

где $M \ll N$

Эти макропеременные известны с конечной малой погрешностью:

$$\Delta A_i \ll A_i, \quad 1 \leq i \leq M$$

Этому набору макропеременных отвечает макросостояние с матрицей плотности ρ_{set} .

При этом все микросостояния отвечающие условиям

$$\{ |\langle A_1 \rangle - A_1| \leq \Delta A_1, |\langle A_2 \rangle - A_2| \leq \Delta A_2, \dots, |\langle A_M \rangle - A_M| \leq \Delta A_M \}$$

являются равновероятными.

Термодинамическому равновесию отвечает макросостояние ρ_E . Ему соответствует набор микросостояний, удовлетворяющий условию

$$|\langle E \rangle - E| \leq \Delta E \quad (\Delta E \ll E),$$

где E полная энергия системы.

При этом все эти микросостояния равновероятны.

5) В квантовой механике *энтропия ансамбля* определяется через матрицу плотности [15]:

$$S = -k \operatorname{tr}(\rho \ln \rho),$$

где tr обозначает след матрицы

Энтропия, определенная таким путем, не меняется в процессе обратимой эволюции:

$$\frac{\partial S}{\partial t} = 0$$

6) *Макроскопическая энтропия* определяется следующим образом:

а) Для данного ρ находим все наборы макропеременных, ему соответствующих

$$\left\{ \begin{array}{l} A_{set}^{(1)} = \{A_1^{(1)}, A_2^{(1)}, \dots, A_M^{(1)}\} \Delta A_i^{(1)} \ll A_i^{(1)}, 1 \leq i \leq M \\ \vdots \\ A_{set}^{(L)} = \{A_1^{(L)}, A_2^{(L)}, \dots, A_M^{(L)}\} \Delta A_i^{(L)} \ll A_i^{(L)}, 1 \leq i \leq M \end{array} \right.$$

б) Находим матрицу ρ_{set} для которой все микросостояния, имеющие указанный набор макропараметров, равновероятны

в) Макроскопическая энтропия $S = -k \operatorname{tr}(\rho_{set} \ln \rho_{set})$

В отличие от ensemble entropy макроскопическая энтропия (макроэнтропия) не постоянна и может как увеличиваться, так и уменьшаться во времени. Она для данной энергии $E \pm \Delta E$ достигает максимума при термодинамическом равновесии. Направление роста макроэнтропии определяет направление собственной *термодинамической стрелы времени* системы.

7) Подобно классическому случаю локальность взаимодействия приводит к тому, что не все макросостояния приемлемы. Они должны быть выбраны так, чтобы малый шум не влиял существенно на эволюцию системы в направлении *термодинамической стрелы времени* системы. Подобные состояния хорошо исследованы и называются *pointer states* [3,17]. Квантовая суперпозиция таких состояний неустойчива относительно малого шума и не является, соответственно pointer state. Для макросистем, близких к состоянию термодинамического равновесия, в качестве pointer states удобно использовать собственные функции гамильтониана.

8) Огрубленная величина ρ должна быть использована, чтобы получить изменение энтропии подобное макроскопической энтропии. Приведем пути, которыми этого можно добиться:

а) Мы определяем некий набор pointer states и проектируем матрицу плотности ρ на эти состояния, т.е. отбрасываем недиагональные члены матрицы плотности ρ , записанной в представлении собственных функций этих наблюдаемых

$$S = -k \operatorname{tr}(\rho_{coar} \ln \rho_{coar})$$

б) Мы разбиваем систему на несколько взаимодействующих подсистем (например: наблюдатель, наблюдаемая система, окружение) и записываем полную энтропию как сумму энтропий этих подсистем:

$$S = S_{ob} + S_{ob_sys} + S_{env}$$

3.2 Эффект слабого взаимодействия

3.2.1 Малое внешнее возмущение.

Мы можем окружить нашу макросистему ограниченного объема другой системой бесконечного объема («окружение», «резервуар»). Положим, что она находится в термодинамическом равновесии, имеет ту же среднюю температуру, что и наша система, и слабо взаимодействует с нашей ограниченной системой. Затем можно использовать квантовую версию «новой динамики», разработанной Пригожиным [14] для таких бесконечных систем. Полученная таким образом динамика нашей ограниченной системы (подсистема этой большой системы) будет совпадать с ее *наблюдаемой динамикой* в системе её собственного термодинамического времени, но без резервуара. Такое описание имеет смысл только в течение времени, когда стрела собственного термодинамического времени существует (т.е. система не находится в состоянии термодинамического равновесия) и не меняет своего направления.

3.2.2 Синхронизация термодинамических стрел времени при взаимодействии макросистем (наблюдателя и наблюдаемой системы).

Следует отметить, что здесь наша работа намного проще, чем в случае классической механики. Это связано с тем, что количественная теория малого взаимодействия между квантовыми системами (*декогеренция, запутывание*) – хорошо развитая область [2-3,17,24-27].

Мы не будем повторять его здесь, а подведем лишь краткие итоги.

(a) Предположим, что мы имеем в некоторый момент времени две макросистемы, при этом одна из них или обе эти макросистемы находятся в квантовой суперпозиции их pointer states. Теория декогеренции [2-3,17,24-27] утверждает, что малое взаимодействие между макросистемами очень быстро (время декогеренции намного меньше времени релаксации к термодинамическому равновесию) переводит такую систему в смешанное состояние, при котором данная квантовая суперпозиция исчезает. Такой процесс исчезновения квантовой суперпозиции pointer states соответствует росту энтропии. Из теоремы Пуанкаре следует, что система (в координатном времени) должна вернуться в исходное состояние и должен произойти обратный процесс рекогеренции. Но он произойдет в обеих системах синхронно. Это означает, что в системе собственного термодинамического времени каждая из подсистем будет видеть лишь декогеренцию и рост энтропии. Это означает, что как процессы декогеренции, так и стрелы времени, будут синхронны во взаимодействующих подсистемах. Следует особо отметить, что мы рассматриваем здесь случай *макроскопических* систем. Для малых систем, где возможны большие флуктуации параметров, подобная синхронизация стрел времени и времен «коллапсов» подсистем не наблюдается [6-7].

(b) Теперь предположим, что все макроскопические подсистемы находятся в их pointer states. В теории декогеренции показывается, что при наличии малого шума между ее

макроскопическими подсистемами поведение квантовой системы полностью эквивалентно и неотличимо от поведения классической системы [2-3,17,24-27]. Таким образом, анализ синхронизации стрел времени здесь будет полностью эквивалентен, сделанному в работе [1].

(с) Следует уточнить, что здесь понимается по словом «классическая» система.

Это означает, что в теории отсутствуют специфические математические особенности квантовой теории, такие как не коммутирующие наблюдаемые. При этом эти «классические» теории могут быть весьма экзотическими, включать в состав своих констант постоянную Планка и не сводится к законам обычной механики макротел.

Сверхпроводимость, сверхтекучесть, излучение абсолютно черного тела, опыты Фридмана с суперпозицией токов [19] часто называют «квантовыми». Они действительно квантовые в том смысле, что их уравнения движения включают постоянную Планка. Но они прекрасно описываются в макромасштабе математическим аппаратом обычных классических теорий: либо теорией *классического* поля (в качестве pointer states), либо теорией *классических* частиц (в качестве pointer states). С этой точки зрения, они не квантовые, а классические. В квантовой теории описываемые объекты являются частицами и волнами (вероятности) – одновременно.

Следует отметить, что в классическом пределе при комнатных температурах квантовая механика *массивных* частиц дает теорию *классических* частиц в качестве pointer states (пучки электронов, например), а для *легких* частиц в пределе получается *классическое* поле в качестве pointer states (радиоволны). Причем эти теории не включают постоянную Планка.

Однако, при высоких температурах вещества, когда излучение может идти уже на высоких частотах, световые кванты описываются теорией *классических* частиц в качестве pointer states и дают, например, спектр излучения абсолютно черного тела на высоких частотах. Хотя этот спектр включает постоянную Планка динамика его pointer states (частиц) будет классической. Для получения этого спектра формализм квантовой механики не нужен (Сам Планк этот спектр получил, ничего не ведая о математическом аппарате квантовой физики).

Наоборот, при низких температурах частицы начинают описываться *классическими* полями в качестве pointer states (явления сверхтекучести или сверхпроводимости). Например, сверхпроводимость описывается *классической волной* «параметра порядка». И хотя уравнения, описывающее это поле, включают постоянную Планка, но сами уравнения соответствуют математическому аппарату *классической* теории поля. Эти волны могут складываться между собой, аналогично квантовым. Но их квадрат амплитуды дают не плотность вероятности, а плотность куперовских пар. Такая волна не может коллапсировать при измерении, подобно вероятностной квантовой волне [20].

Для квантово-механических состояний бозонов при низких температурах pointer states отвечают *классические* поля, а при высоких температурах - *классические* частицы. Под словом «классический» понимается именно математический аппарат наблюдаемой динамики, описывающей их поведение, а не наличие или отсутствие постоянной Планка в уравнениях движения.

Что происходит в промежуточных состояниях между классическими полями и классическими частицами? Это, например свет в оптическом волноводе ($L \gg \lambda \gg \lambda_{\text{ultraviolet}}$), L_{opt} – характерный размер макросистемы (оптического волновода) (Приложение В), λ – длина волны света, $\lambda_{\text{ultraviolet}}$ – ультрафиолетовая граница света). При использовании макромасштабов и макропеременных, а также с учетом малого шума от наблюдателя оба описания («классическая волна», «классический поток частиц») дают одинаковый результат и эквивалентны и могут быть использованы в качестве pointer states. Эквивалентная ситуация возникает для случая сверхпроводника, где роль частиц или волн играют элементарные «возбуждения» в газе куперовских пар.

Проведем простой расчет, иллюстрирующий вышесказанное.

Пусть E – энергия частицы; k – постоянная Больцмана, T – температура, p – импульс, λ – длина волны частицы, ω – частота, Δx – неточность координаты; Δp – неточность импульса, \hbar – постоянная Планка. Рассмотрим «газ» таких частиц, находящийся в полости, заполненного неким материалом с расстоянием между атомами a . $a \ll L$, L – характерный размер полости. В вакууме $a \sim (L^3/N)^{1/3}$, N – число частиц в полости. c – скорость света (пусть для простоты показатель преломления вещества в полости близок к 1).

1) Возьмем вначале легкие частицы, которые при комнатной температуре имеют скорость, близкую к скорости света c .

$$E \sim pc; E \sim kT; p \sim \Delta p; \lambda \sim \Delta x; \Delta p \Delta x \sim \hbar; \omega = E/\hbar$$

Отсюда

$$\hbar \sim \Delta p \Delta x \sim p \lambda \sim kT \lambda / c \Rightarrow \lambda \sim \hbar c / kT$$

Условие *классического* полевого приближения с частотой $\omega \sim c/\lambda$:

$$L < \lambda \text{ или } L \sim \lambda. \text{ Отсюда } L < \hbar c / kT \text{ или } L \sim \hbar c / kT$$

Условие приближения *классических* релятивистских частиц с $E \sim \hbar c/\lambda$ и $p = E/c$:

$$L \gg \lambda. \text{ Отсюда } L \gg \hbar c / kT$$

2) Возьмем теперь тяжелые частицы *бозоны*, которые при комнатной температуре имеют скорость $v \ll c$

$$p \sim (Em)^{1/2}; E \sim kT; p \sim \Delta p; \lambda \sim \Delta x; \Delta p \Delta x \sim \hbar; \omega = E/\hbar$$

Отсюда

$$\hbar \sim \Delta p \Delta x \sim p \lambda \sim (kTm)^{1/2} \lambda \Rightarrow \lambda \sim \hbar / (kTm)^{1/2}$$

Условие *классического* полевого приближения с частотой $\omega = p^2/(m\hbar)$:

$$L < \lambda \text{ или } L \sim \lambda. \text{ Отсюда } L < \hbar / (kTm)^{1/2} \text{ или } L \sim \hbar / (kTm)^{1/2}$$

Условие приближения *классических* частиц с энергией $E = p^2/(2m)$ и импульсом $p = mv$:

$$L \gg \lambda. \text{ Отсюда } L \gg \hbar / (kTm)^{1/2}$$

3) Возьмем теперь тяжелые частицы *фермионы*, которые при комнатной температуре имеют скорость $v \ll c$

$$p \sim (Em)^{1/2}; E \sim kT; p \sim \Delta p; \Delta p \Delta x \sim \hbar$$

$$\Delta x \leq \lambda \text{ и}$$

$\lambda \leq a$ – это условие связано с принципом Паули для фермионов. Они не могут оказываться в одном состоянии, каждый сидит в своей «коробочке» a .

Отсюда

$$\hbar \sim \Delta p \Delta x \leq p \lambda \sim (kTm)^{1/2} \lambda \Rightarrow a \geq \lambda \geq \hbar / (kTm)^{1/2}$$

$T \geq T_F = \hbar^2 / (a^2 km)$ – температура Ферми, когда фермионный газ переходит в основное состояние и выражение $E \sim kT$ становится неверным.

$$\text{При } T < T_F: E \sim E_F = kT_F; \lambda \sim \hbar / (E_F m)^{1/2} \sim a$$

Условие *классического* полевого приближения:

$$L < \lambda \text{ или } L \sim \lambda. \text{ Невозможно! } L \gg a \geq \lambda$$

Условие приближения *классических* частиц в качестве pointer states с энергией $E = p^2 / (2m)$ и импульсом $p = mv$ при $T \geq T_F$.

Условие приближения *классических* частиц в качестве pointer states, заключенных в «ящички» размером a , с энергией $E \sim E_F$ и импульсом $p \sim (E_F m)^{1/2}$ при $T \leq T_F$.

При $T \sim T_F$ мы наблюдаем динамику «возбуждений» в вырожденном Ферми-газе, которая описывается частицами или волнами в качестве pointer states для этих «возбуждений».

Чтобы создать в эксперименте ситуацию парадокса «Шредингеровского кота», нам необходимо суперпозиция именно pointer states, а не классических волн. Посему суперпозиция классических волн «параметра порядка» или световых волн никак не связана с этим парадоксом и не иллюстрирует его.

Так, например, в опытах Фридмана [19] состояния суперпозиции встречных токов сама является в данной ситуации pointer state. Это pointer state – классическая, а не квантовая суперпозиция pointer states, как неверно и стереотипно обычно считается. Действительно, состояние системы бозонов (куперовских пар) описывается при столь низких температурах *классической* волной, как мы видели выше. Эти волны «параметра порядка» являются pointer states. Они отличаются от pointer states высокотемпературных электрических потоков *классических частиц*, имеющих определенное направление движения (тока). Суперпозиция, наблюдаемая в опытах Фридмана, не способна сколлапсировать в квантово-механическом смысле, поскольку ее квадрат описывает не вероятность, а плотность куперовских пар [20]. Она не более удивительная и не более «квантовая», чем обычная суперпозиция электромагнитных мод в закрытом резонаторе, где их спектр тоже дискретен. Единственное отличие - волновые уравнения «параметра порядка» в качестве pointer states включают \hbar . В этом и заключается вся их «квантовость».

3.3 Разрешение парадоксов Лошмидта и Пуанкаре в рамках квантовой механики.

Состояние квантовой хаотической системы в замкнутой полости с конечным объемом описывается набором энергетических мод $u_k(r_1, \dots, r_N)$ со спектром E_k , распределенным по случайному закону [8].

Напишем уравнение для волновых функций невзаимодействующей пары таких систем:

$$\psi^{(1)}(r_1, \dots, r_N, t) = \sum_k u_k(r_1, \dots, r_N) e^{-\frac{iE_k^{(1)}}{\hbar} t}$$

$$\psi^{(2)}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_L, t) = \sum_l v_l(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_L) e^{-\frac{iE_l^{(2)}}{\hbar}t}$$

Совместное уравнение следующее:

$$\psi^{(1)}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_L, t) = \psi^{(1)}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, t) \psi^{(2)}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_L, t) = \sum_k \sum_l u_k(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N) v_l(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_L) e^{-\frac{i(E_k^{(1)} + E_l^{(2)})}{\hbar}t}$$

При наличии малом взаимодействия между системами

$$\psi^{(1)}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_L, t) = \sum_k \sum_l f_{kl}(\mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_N, \mathbf{r}_1, \dots, \mathbf{r}_L) e^{-\frac{iE_{kl}t}{\hbar}},$$

где $E_{kl} = E_k^{(1)} + E_l^{(2)} + \Omega_{kl}$, Ω_{kl} -в общем случае набор случайных величин, f_{kl}, u_k, v_l – собственные функции соответствующих Гамильтонианов.

Получающиеся решения являются почти периодическими функциями. Получающийся период возврата и определяет период Пуанкаре. Период возврата Пуанкаре совокупной системы является в общем случае больше периода обоих подсистем.

Для разрешения парадоксов Пуанкаре и Лошмидта (возвраты в этих парадоксах противоречат закону роста энтропии) рассмотрим теперь три случая

1) *Самонаблюдение.*

Поскольку при самонаблюдении собственная стрела времени всегда направлена по росту энтропии – то относительно этой стрелы времени наблюдатель способен видеть только рост энтропии. Кроме того, возврат в исходное состояние стирает всю память о прошлом, что не позволяет наблюдателю зафиксировать уменьшение энтропии. Таким образом, уменьшения энтропии и возвраты происходят лишь в координатном времени. В собственном времени наблюдателя (относительно которого и возможен любой эксперимент) они не могут быть экспериментально наблюдаемы [1,10-13].

2) *Внешнее наблюдение с малым взаимодействием* между макросистемами.

Малое взаимодействие приводит к синхронизации стрел времени. Соответственно, все аргументы для самонаблюдения снова становятся релевантными.

3) Для очень трудноосуществимого *эксперимента с непертурбативным наблюдением* (Приложение А) уменьшение макроэнтропии действительно может наблюдаться.

Однако, следует отметить, что в реальном мире энтропийные затраты на экспериментальную организацию такого непертурбативного наблюдения (наблюдаемую систему нужно очень сильно изолировать от шума окружения) намного превысят это уменьшение энтропии.

В классических системах период возврата Пуанкаре - это случайная величина, сильно меняющаяся в зависимости от начального состояния. В квантовых хаотических системах период точно определяется и не зависит значительно от начального состояния. Однако эта, казалось бы, реальная разница в поведении квантовых и классических систем не наблюдаема экспериментально даже в отсутствии ограничения на время эксперимента. Действительно, реальные физические эксперименты, возможно, проводить лишь на протяжении времени много меньшем периода Пуанкаре. Физические эксперименты имеют смысл только в течение времени, пока стрела собственного термодинамического времени существует (т.е. система не находится в состоянии термодинамического равновесия) и не меняет своего направления.

3.4 Декогеренция для процесса измерения.

3.4.1 Редукция системы при измерениях [22-23].

Рассмотрим ситуацию, когда прибор вначале находился в состоянии $|\alpha_0\rangle$, а объект — в суперпозиционном состоянии $|\psi\rangle = \sum c_i |\psi_i\rangle$, где $|\psi_i\rangle$ — собственные состояния эксперимента. Начальный статистический оператор дается выражением

$$\rho_0 = |\psi\rangle \langle \alpha_0| \langle \alpha_0| \langle \psi| \quad (1)$$

Парциальный след этого оператора, совпадающий со статистическим оператором системы, составленной из одного объекта, имеет вид

$$\text{tr}_A(\rho_0) = \sum_n \langle \varphi_n | \rho_0 | \varphi_n \rangle$$

где $|\varphi_n\rangle$ — какая-то полная система состояний прибора. Таким образом,

$$\text{tr}_A(\rho_0) = \sum |\psi\rangle \langle \varphi_n | \langle \alpha_0 | \langle \alpha_0 | \varphi_n \rangle \langle \psi| = |\psi\rangle \langle \psi|, \quad (2)$$

где использовано соотношение $\sum |\varphi_n\rangle \langle \varphi_n| = 1$ и тот факт, что состояние $|\alpha_0\rangle$ нормировано. Мы получили в точности тот статистический оператор, который должны были приписать объекту, если бы он находился в состоянии $|\psi\rangle$. После акта измерения возникает корреляция между состояниями прибора и состояниями объекта, так что состояние комбинированной системы, составленной из прибора и объекта, описывается вектором состояния

$$|\Psi\rangle = \sum c_i e^{i\theta_i} |\psi_i\rangle |\alpha_i\rangle. \quad (3)$$

а статистический оператор дается выражением

$$\rho_0 = |\Psi\rangle \langle \Psi| = \sum c_i c_j^* e^{i(\theta_i - \theta_j)} |\psi_i\rangle |\alpha_i\rangle \langle \alpha_j| \langle \psi_j|. \quad (4)$$

Парциальный след этого оператора равен

$$\begin{aligned} \text{tr}_A(\rho) &= \sum_n \langle \varphi_n | \rho | \varphi_n \rangle = \\ &= \sum_{(ij)} c_i c_j^* e^{i(\theta_i - \theta_j)} |\psi_i\rangle \{ \sum_n \langle \varphi_n | \alpha_i\rangle \langle \alpha_j | \varphi_n \rangle \} \langle \psi_j| = \\ &= \sum_{(ij)} c_i c_j^* \delta_{ij} |\psi_i\rangle \langle \psi_j| \end{aligned} \quad (5)$$

(так как различные состояния $|\alpha_i\rangle$ прибора ортогональны друг другу); таким образом,

$$\text{tr}_A(\rho) = \sum |c_i|^2 |\psi_i\rangle \langle \psi_i|. \quad (6)$$

Мы получили статистический оператор для системы, состоящей из одного объекта, описывающий ситуацию, когда имеются вероятности $|c_i|^2$ пребывать объекту в состояниях $|\psi_i\rangle$. Итак приходим к формулировке следующей теоремы.

Теорема 5.5 (об измерении). Если две системы S и A взаимодействуют таким образом, что каждому состоянию $|\psi_i\rangle$ системы S соответствует определенное состояние $|\alpha_i\rangle$ системы A , то статистический оператор $\text{tr}_A(\rho)$ над полной системой (S и A) воспроизводит действие редукции, применяемого к акту измерения, производимого над системой S , находившейся до измерения в состоянии $|\psi\rangle = \sum c_i |\psi_i\rangle$. ■

Метасостояние системы, находясь в котором она не имеет определенного состояния, но является частью большой системы, которая находится в чистом состоянии, называется *несобственным смешанным состоянием*.

3.4.2 Декогеренция при взаимодействии с макроскопическим прибором [21-23].

Учтем теперь, что прибор является макроскопической системой. Это означает, что каждая различимая конфигурация прибора (например, положение его стрелки) не является чистым квантовым состоянием, никоим образом ничего не утверждая о состоянии движения каждой отдельной молекулы стрелки. Таким образом, в вышеприведенном рассуждении начальное состояние прибора $|\alpha_0\rangle$ следует заменить некоторым

статистическим распределением по микроскопическим квантовым состояниям $|\alpha_{0,s}\rangle$; начальный статистический оператор не дается выражением (1), а равен

$$\rho_0 = \sum_s p_s |\psi\rangle |\alpha_{0,s}\rangle \langle \alpha_{0,s}| \langle \psi|. \quad (7)$$

Каждое состояние прибора $|\alpha_{0,s}\rangle$ будет реагировать на каждое собственное состояние $|\psi_i\rangle$ объекта тем, что превратится в некоторое другое состояние $|\alpha_{i,s}\rangle$, которое является одним из квантовых состояний, макроскопическое описание которого состоит в указании, что стрелка занимает положение i ; точнее имеем формулу

$$e^{iH\tau/\hbar} (|\psi\rangle |\alpha_{0,s}\rangle) = e^{i\theta_{i,s}} |\psi\rangle |\alpha_{i,s}\rangle. \quad (8)$$

Обратим внимание на появление фазового множителя, который зависит от индекса s . Разности энергий квантовых состояний $|\alpha_{0,s}\rangle$ с учетом времени τ должны быть такими, чтобы фазы $\theta_{i,s} \pmod{2\pi}$ были случайно распределены между 0 и 2π .

Из формул (7) и (8) следует, что при $|\psi\rangle = \sum_i c_i |\psi_i\rangle$ статистический оператор после измерения будет даваться следующим выражением:

$$\rho = \sum_{(s,i,j)} p_s c_i c_j^* e^{i(\theta_{i,s} - \theta_{j,s})} |\psi_i\rangle |\alpha_{i,s}\rangle \langle \alpha_{j,s}| \langle \psi_j| \quad (9)$$

Так как из (9) получаем тот же результат (6), то видим, что статистический оператор (9) воспроизводит действие редукции, примененной к данному объекту. Он также практически воспроизводит действие редукции, примененной к одному прибору («практически» в том смысле, что речь идет о «макроскопической» наблюдаемой). Такая наблюдаемая не различает разные квантовые состояния прибора, соответствующие одному и тому же макроскопическому описанию, т. е. матричные элементы этой наблюдаемой между состояниями $|\psi_i\rangle |\alpha_{i,s}\rangle$ и $|\psi_j\rangle |\alpha_{j,s}\rangle$ не зависят от r и s . Среднее значение такой макроскопической наблюдаемой A равно

$$\begin{aligned} \text{tr}(\rho A) &= \sum_{(s,i,j)} p_s c_i c_j^* e^{i(\theta_{i,s} - \theta_{j,s})} \langle \alpha_{j,s} | \langle \psi_j | A | \psi_i \rangle | \alpha_{i,s} \rangle = \\ &= \sum_{(i,j)} c_i c_j^* a_{i,j} \sum_s p_s e^{i(\theta_{i,s} - \theta_{j,s})} \end{aligned} \quad (10)$$

Так как фазы $\theta_{i,s}$ распределены случайным образом, суммы по s обращаются в нуль при $i \neq j$; следовательно,

$$\text{tr}(\rho A) = \sum |c_i|^2 a_{ii} = \text{tr}(\rho' A). \quad (11)$$

где

$$\rho' = \sum |c_i|^2 p_s |\psi_i\rangle |\alpha_{i,s}\rangle \langle \alpha_{i,s}| \langle \psi_i|. \quad (12)$$

Получаем статистический оператор, который воспроизводит действие редукции прибора. Если стрелка прибора наблюдается в положении i , состояние прибора при некотором s будет $|\alpha_{i,s}\rangle$, причем вероятность того, что оно будет именно состоянием $|\alpha_{i,s}\rangle$, равна вероятности того, что до акта измерения было состояние $|\alpha_{i,s}\rangle$. Таким образом, приходим к формулировке следующей теоремы.

Теорема О декогеренции макроскопического прибора. Пусть квантовая система взаимодействует с макроскопическим прибором таким образом, что возникает хаотическое распределение фаз состояний прибора. Пусть ρ — статистический оператор прибора после измерения, рассчитанный с использованием уравнения Шредингера, а ρ' — статистический оператор, полученный в результате применения редукции к оператору ρ . Тогда невозможно произвести такой эксперимент с макроскопическим прибором, который зарегистрировал бы различие между ρ и ρ' .

Это так называемая теорема *Данери — Лойнжера — Проспери* [22].

Для широкого класса приборов доказано, что хаотичность в распределении фаз, о которой идет речь в теореме 5.6, действительно имеет место, если устройство является

макроскопическим, хаотическим и ее начальное состояние неравновесное. Хаотичность фаз в этом случае имеет своим источником случайность спектра энергий (собственных значений Гамильтониана) для квантовых хаотических систем [8].

Отметим, что (12), хоть и выполняется с высокой точностью, является приближенным по отношению к (9). Отсюда часто делают вывод, что приведенное доказательство является FAPP. Т.е. квантовые корреляции лишь трудно измерить практически, фактически они продолжают существовать, и, следовательно, *в принципе* они измеримы. Это, однако, совершенно неверно. Действительно, из теоремы Пуанкаре следует, что система не будет оставаться в смешанном состоянии (12), а должна вернуться в исходное состояние (7). Это является результатом этих самых малых поправок, которые не учтены в (12). Тем не менее, описываемая здесь система $|\alpha_{i,s}\rangle$ соответствует случаю *самонаблюдения*, и поэтому не способна наблюдать экспериментально эти возвраты *в принципе* (как мы показали выше в разделе о разрешении парадоксов Пуанкаре и Лошмидта). Следовательно, эффекты этих малых поправок существуют лишь на бумаге в координатном времени идеальной динамики, но *экспериментально* не наблюдаемы в собственном термодинамическом времени наблюдаемой динамики. Приведенная здесь логика показывает, что Daneri-Loinger-Prosperi theorem на самом деле ведет к разрешению парадокса редукции, доказывая невозможность экспериментально различить полную и неполную редукцию, а не является FAPP решением

Приводимая здесь логика также очень напоминает статью Масоне [4]. Это не удивительно, ведь переход от (7) к (12) соответствует увеличению числа микросостояний и росту энтропии. А переход из (12) в (7) соответствует уменьшению энтропии. Соответственно наше утверждение об экспериментальной ненаблюдаемости остаточной квантовой корреляции эквивалентно утверждению о ненаблюдаемости уменьшения энтропии и доказывается теми же методами, что и в [4]. На эту статью было выдвинуто возражение [6], на которое Масоне не смог дать разумный ответ [28]. Попробуем дать его сами.

Определим здесь необходимые величины и проблему.

Пусть A – наш прибор, а C – измеряемая квантовая система.

Первая величина, взаимная энтропия $S(A : C)$ – это огрубленная энтропия ансамбля, полученная разделением на две подсистемы, минус сама энтропия ансамбля. Поскольку вторая величина постоянна во времени эта величина хорошо описывает поведение макроэнтропии:

$$S(A : C) = S(\rho_A) + S(\rho_C) - S(\rho_{AC}),$$

где $S = -\text{tr}(\rho \ln \rho)$,

Вторая величина $I(A : C)$ - классическая взаимная информация определяет какую максимальную информацию о измеряемой системе (F_j) мы можем получить наблюдая показания прибора (E_i). Чем больше корреляция между системами, тем выше эта информация:

$$I(A : C) = \max_{E_i \otimes F_j} H(E_i : F_j), \text{ где}$$

$$H(E_i : F_j) = \sum_{ij} P_{ij} \log P_{ij} - \sum_i p_i \log p_i - \sum_j q_j \log q_j$$

$$\text{и } P_{ij} = \text{Tr}[E_i \otimes F_j \rho_{AC}], p_i = \sum_j P_{ij} \text{ и } q_j = \sum_i P_{ij}$$

данные POVMs (операторы наблюдаемых) E_i и F_j для A и C соответственно

Масоне [4] доказывает неравенство

$$S(A : C) \geq I(A : C) \tag{13}$$

И из него делает вывод, что убывание энтропии влечет за собой уменьшение информации (памяти) о системе. Но (13) является неравенством. Соответственно в [6] приводится

пример квантовой системы из 3 кубитов, при которой убывание энтропии сопровождается ростом информации, хотя неравенство (13) продолжает выполняться.

Посмотрим, что происходит в нашем случае

До измерения (7)

$$S(A : C) = -\sum_s p_s \log p_s + 0 + \sum_s p_s \log p_s = 0$$

E_i –соответствует набору $|\alpha_{0,s}\rangle$, $F_j - |\psi\rangle$

$$I(A : C) = -\sum_s p_s \log p_s + 0 + \sum_s p_s \log p_s = 0 = S(A : C)$$

В конце измерения из (12)

$$S(A : C) = -\sum_i |c_i|^2 \log |c_i|^2 - \sum_{s,i} |c_i|^2 p_s \log |c_i|^2 p_s + \sum_{s,i} |c_i|^2 p_s \log |c_i|^2 p_s = -\sum_i |c_i|^2 \log |c_i|^2$$

E_i –соответствует набору $|\alpha_{i,s}\rangle$, $F_j - |\psi_j\rangle$

$$I(A : C) = -\sum_i |c_i|^2 \log |c_i|^2 - \sum_{s,i} |c_i|^2 p_s \log |c_i|^2 p_s + \sum_{s,i} |c_i|^2 p_s \log |c_i|^2 p_s = -\sum_i |c_i|^2 \log |c_i|^2 = S(A : C)$$

Таким образом, наш случай соответствует

$$I(A : C) = S(A : C) \tag{14}$$

в (13). Никаких проблем нет. Что и не удивительно – случай равенства в (13) соответствует именно макроскопической хаотической системе. Приводимая в возражении [6] система не является микроскопической. Это отражает тот широко известный факт, что такие понятия как термодинамическая стрела времени, возрастание энтропии и измерительный прибор относятся к макроскопическим хаотическим системам. Как сама статья [6], так и последующая за ней статья [7] описывают не термодинамическую стрелу времени, а сильно флуктуирующие небольшие системы, для которых никакая термодинамика невозможна. Полезным результатом этой работы можно считать равенство (14), которое может служить хорошим математическим критерием *критерий макроскопичности* хаотической системы, а разница между величинами в нём – мериллом ее флуктуаций.

Статья David Jennings, Terry Rudolph "Entanglement and the Thermodynamic Arrow of Time" очень интересна. Но понятие *Термодинамической Стрелы Времени* не применимо для микросистем. Это - хорошая статья о квантовых флуктуациях, но не статья о *Термодинамической Стреле Времени*. В Анонсе статьи "Entanglement and the Thermodynamic Arrow of Time" авторы пишут: "Мы исследуем подробно случай трех кубитов, и также предлагаем некоторые простые эксперименты, возможные с небольшим числом кубитов." Но никакая термодинамика не возможна для такой микросистемы. David Jennings, Terry Rudolph (как и Massone) не понимают, что категория "*термодинамическая стрела времени*" применима только для больших макросистем. Использование этого понятия для небольшой флуктуирующей системы не имеет никакого физического смысла. Они также (как и Massone) используют неправильное определение макроскопической *термодинамической* энтропии. Мы даем (вместо Massone) правильный отклик на "Comment on "Quantum Solution to the Arrow-of-Time Dilemma"". *Правильный* отклик состоит в том, что никакие противоречия (найденный в этом Комментарии) не проявляются для макроскопических систем. Только для микроскопической системы такие противоречия существуют. Но понятия "Термодинамическая Стрела Времени" и "закон возрастания энтропи" не применимы для таких систем. Мы иллюстрируем этот факт рассмотрением квантовой хаотической макросистемы и демонстрируем, что противоречие (найденный David Jennings, Terry Rudolph для микроскопической системы) не существует для этого правильного термодинамического случая. Следует упомянуть, что большой размер системы (квантовой или классической) является не достаточным условием для системы, чтобы быть макроскопической. Макроскопическая система (рассматриваемая в Термодинамике) должна также быть хаотической (квантовой или классической) и иметь небольшое хаотическое взаимодействие с окружающей средой/наблюдателем, приводящее к декогеренции (для квантовой механики) или декорреляции (для классической механики). Нужно также упомянуть, что терминология, напоминающая

термодинамическую терминологию, широко и эффективно используется в квантовой механике, квантовых компьютерах и теории информации. Большое число примеров может быть найдено в ссылках статьи Jennings и Rudolph. Другой хороший пример - энтропия Шеннона в теории информации. Но обычно авторы, использующий такую термодинамически-подобную терминологию, не рассматривают свою статью как анализ классической Термодинамики. Наоборот Jennings и Rudolph "опровергают" второй закон Термодинамики на основе нерелевантной микроскопической системы (в их Comment). Они делают (в этом же Comment) заявление об их следующей статье "Entanglement and the Thermodynamic Arrow of Time" как о правильном рассмотрении, опровергающем второй закон термодинамики.

4 Заключение.

В статье проводится анализ термодинамической стрелы времени для квантовых систем. Он во многом аналогичен классическому случаю. Важным отличием квантовых систем от классических является наличие микросостояний, которые соответствуют не одному макросостоянию, а целому их набору (квантовая суперпозиция макросостояний). Рассмотрение термодинамической стрелы времени для этого случая с помощью теории декогеренции дает разрешение парадоксов, связанных с редукцией (коллапсом) волнового пакета.

Приложение А. Непертрубативное наблюдение в квантовой и классической механике.

Часто можно столкнуться с утверждением, что в классической механике в принципе всегда можно организовать непертрубативное наблюдение. С другой стороны в квантовой механике взаимодействие наблюдателя с наблюдаемой системой при измерении неизбежно. Покажем, что оба этих утверждения в общем случае неверны.

Позвольте нам сначала определять невозмущающее наблюдение [10-11,30-31] в квантовой механике. Предположим, что у нас есть некоторая квантовая система в известном начальном состоянии. Это начальное состояние может быть любой результатом некоторой подготовки (например, атом переходит в основное электронное состояние в вакууме в течение долгого времени) или результатом эксперимента по измерению (система QM после измерения может быть хорошо определенное состояние, соответствующее собственной функции измеренной переменной). Мы можем предсказать дальнейшую эволюцию начальной волновой функции. *В принципе* мы можем делать дальнейшие измерения, выбирая измеряемые переменные таким образом, чтобы соответствующие им наборы собственных функции в момент измерения включали в себя текущую волновую функцию наблюдаемой системы. Такой измерительный процесс может позволить нам непрерывное наблюдение без любого возмущения наблюдаемой квантовой системы. Это невозмущенное наблюдение может быть легко обобщено для случая известного *смешанного* начального состояния. Действительно, в этом случае измеряемая переменная в каждый момент времени должна соответствовать такому набору собственных функций, в представлении которых матрица плотности в этот же момент времени будет диагональной.

Например, позвольте нам рассматривать некоторый квантовый компьютер. У него есть некоторое четкое начальное состояние. Наблюдатель, которому известно это начальное состояние может *в принципе*, провести невозмущенное наблюдение любого промежуточного состояния квантового компьютера.

Следует особо отметить, что подобное непертрубативное наблюдение возможно только при условии известного начального состояния. Но, наблюдатель, который не знает

начальное состояние, не сможет сделать такое наблюдение, потому что он не может предсказать промежуточное состояние квантового компьютера.

Рассмотрим теперь классическую механику. Пусть на вершине конуса лежит песчинка, *бесконечно* малого радиуса. Система находится в поле тяжести Земли. Тогда попытка пронаблюдать систему даже с *бесконечно малым возмущением* приведет к нарушению равновесия с неопределенным будущим через *конечный* интервал времени. Конечно, приведенный пример экзотичен – он соответствует сингулярному потенциалу и бесконечно малому телу. Тем не менее, подобные сильно неустойчивые системы являются хорошими классическими аналогами квантовых систем. Среди них можно искать аналогии с квантовыми системами и квантовыми парадоксами. Введя условие, что классическое измерение оказывает очень малое, но не нулевое возмущение на измеряемую систему, можно снизить требования к сингулярности этих систем.

Очень часто приводят примеры «чисто квантовых парадоксов», якобы не имеющих аналогии в классической статистической механике. Одним из них является парадокс Элитцура-Вайдмана [29] с бомбой, которую можно обнаружить без взрыва:

Пусть волновая функция одного кванта света разветвляется по двум каналам. В конце эти каналы снова объединяются, и происходит интерференция двух волн вероятности. Внесение в один из каналов бомбы нарушит процесс интерференции и позволит таким образом обнаружить бомбу, даже если квант света не подорвет ее, пройдя по другому каналу. (Квант света считается способным взорвать бомбу)

Классической аналогией этой ситуации является следующий эксперимент классической механики:

В один из каналов, где нет бомбы, запустим макроскопический поток многих частиц. В другой канал, где может быть, есть бомба, направим одновременно только одну бесконечно легкую частицу. Такая частица не способна взорвать бомбу, но она может быть отклонена ею назад. Если бомбы нет, то частица пройдет канал. На выходе этого канала с бомбой расположим описанный выше конус с песчинкой (бесконечно малого радиуса) на его вершине. Если наша бесконечно легкая частица собьет песчинку с вершины, то это означает, что бомбы нет. Если песчинка останется на вершине после выхода потока частиц из второго канала, то это означает, что бомба есть.

В данном примере бесконечно легкая частица является аналогом «невесомой» волновой функции квантовой частицы. Но квант света чувствителен к поведению этой «невесомой» волновой функции. Также и песчинка (бесконечно малого радиуса) на вершине конуса чувствительна по отношению к бесконечно легкой частице.

Подводя итог, можно сказать, что разница между квантовыми и классическими системами не столь принципиальна, как часто считается.

Приложение В. Разложение на моды при произвольных граничных условиях.

Часто возникает задача описание излучения в замкнутой полости, заполненной каким-либо веществом. Как правило, это делается путем разложения излучения на моды. Эти моды являются набором функций, на которые раскладывается любое излучение в некоторой полости и при некоторых граничных условиях. Например, это квадратная полость спериодическими граничными условиями. Затем полученное разложение подставляется в уравнение движения для излучения, где члены ряда почленно дифференцируются. Таким образом, получаются такие характеристики излучения, как $\omega(\mathbf{k})$, где ω – частота моды, а \mathbf{k} – волновой вектор моды, $|\mathbf{k}|=2\pi/\lambda$, λ – длина волны моды.

Но тут возникает чисто математическая проблема. Для почленной дифференцируемости ряда требуется равномерная сходимости ряда во всех точках пространства. Это автоматически верно для любого излучения с такой же формой полости и граничными условиями, при которых были найдены моды. Но для любого другого случая это не так.

Моды образуют полный ортогональный набор и любое излучение можно представить как суперпозицию таких мод. Но в общем случае ряд сходится неравномерно (плохо сходится около границ полости) и не может быть почленно продифференцирован. О проблеме несоответствия мод разложения и граничных условий пишет Peierls [32]. Однако он рассматривает случай, когда при данных граничных условиях существует некий полный ортонормальный набор мод, таким условиям удовлетворят. Но возможны ситуации, когда для данных граничных условий такого набора мод просто нет. Или нам не известны граничные условия, а заданы лишь энергетические условия на границе. Как же решается проблема в этом случае?

Дело в том, что все возмущения в излучении распространяются со скоростью, не превышающей скорость света в веществе полости $v=c$. Это значит, что любое возмущение в начальных условиях на поле излучения, возникшее в точке x , проявится в точке x_1 только через конечное время $(x-x_1)/c$. Это значит, что возмущения от стенок достигнут центра полости за время $t=L/c$, где L - характерный размер полости. Неравновесная сходимость проявляется у ряда разложения излучения на моды только вблизи стенок полости. Внутри полости точная функция почти точно совпадает с рядом мод в течение времени L/c . Поэтому в этой области и в течение этого времени почленное дифференцирование даст почти точный результат и имеет смысл.

Чтобы верно оценить частоту моды $\omega(\mathbf{k})$ нужно, чтобы их амплитуда не менялась из-за возмущения от стенок существенно в течение времени много большего периода ее колебаний $2\pi/\omega(\mathbf{k})$. Отсюда условие макроскопичности полости:

$$2\pi/\omega \ll L/c$$

или

$$L \gg 2\pi (c/\omega)$$

ω – отвечает максимуму частот $\omega(\mathbf{k})$.

Пусть условие макроскопичности полости выполняется.

Это значит, что почленное дифференцирование мод вдали от стенок полости дает верный результат на временных масштабах порядка $2\pi/\omega$.

На временных масштабах L/c результат не может быть верен. Здесь обычно используют соображения, основанные на законах сохранения энергии и роста энтропии. С помощью них и получается медленная эволюция амплитуд $A(t, \mathbf{r})$ и фаз $\varphi(t, \mathbf{r})$ мод:

$$E(t, \mathbf{r}) = \sum_i A_i(t, \mathbf{r}) \sin(\omega(\mathbf{k}_i)t + \mathbf{k}_i \mathbf{r} + \varphi_i(t, \mathbf{r}))$$

Для вакуума:

$$\omega(\mathbf{k}) = c|\mathbf{k}|$$

$$L \gg \lambda$$

Библиография

1. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic “The Universal Arrow of Time I: Classical mechanics”, arXiv:1011.4173
2. M. Schlosshauer, “Decoherence and the Quantum-to-Classical Transition” (Springer, 2007)

3. Zurek W.H., “Decoherence, einselection, and the quantum origins of the classical” , REVIEWS OF MODERN PHYSICS, VOLUME 75, Issue 3, 2003
4. Maccone L., “Quantum solution to the arrow-of-time dilemma”, Phys.Rev.Lett., 103:080401,2009
5. Oleg Kupervasser, Dimitri Laikov, Comment on "Quantum Solution to the Arrow-of-Time Dilemma" of L. Maccone, arXiv:0911.2610
6. D. Jennings, T. Rudolph, Comment on "Quantum Solution to the Arrow-of-Time Dilemma" of L. Maccone, Phys. Rev. Lett. 104, 148901 (2010).
7. D. Jennings, T. Rudolph, “Entanglement and the Thermodynamic Arrow of Time”, Phys. Rev. E, 81:061130,2010
8. Stockmann “Quantum Chaos”, Cambridge University Press (2000)
9. Stanford encyclopedia of Philosophy: Many-Worlds Interpretation of Quantum Mechanics,
<http://plato.stanford.edu/entries/qm-manyworlds/>
10. O. Kupervasser, arXiv:0911.2076.
11. O. Kupervasser, D. Laikov, arXiv:0911.2610
12. O. Kupervasser, nlin/0508025
13. O. Kupervasser, nlin/0407033
14. Ilya Prigogine, «From being to becoming: time and complexity in the physical sciences», W.H. Freeman, San Francisco, 1980.
15. Karl Blum *Density Matrix Theory and Applications*, Plenum Press, New York, 1981
16. Ghirardi, G.C., Rimini, A., and Weber, T. (1985). "A Model for a Unified Quantum Description of Macroscopic and Microscopic Systems". *Quantum Probability and Applications*, L. Accardi et al. (eds), Springer, Berlin.
17. Wheeler, J.A.; Zurek, W.H. *Quantum Theory and Measurement*, Princeton University Press, Princeton, N.J, 1983
18. Klimontovich, L. *Statistical Physics* , Harwood, New York, 1986
19. Jonathon Friedman et al., "Quantum superposition of distinct macroscopic states", Nature, 406, 43-46 (Jul. 6, 2000)
20. Alexey Nikulov, Comment on “Probing Noise in Flux Qubits via Macroscopic Resonant Tunneling”, arXiv:0903.3575v1
21. Daneri A., Loinger A., Prosperi G. M., Quantum theory of measurement and ergodicity conditions, Nuclear Phys., 1962, v 33, p.297-319
22. Anthony Sudbery. *Quantum Mechanics and the Particles of Nature: An Outline for Mathematicians*. Cambridge University Press, New York, 1986
23. J. von Neumann *Mathematische Grundlagen der Quantenmechanik*, Springer, Berlin, 1932
24. H.D. Zeh, *The Physical Basis of the Direction of Time* (Springer, Heidelberg, 2007).
25. H.D. Zeh, Entropy 7, 199 (2005).
26. H.D. Zeh, Entropy 8, 44 (2006).
27. Erich Joos , H. Dieter Zeh, Claus Kiefer, Domenico J. W. Giulini, Joachim Kupsch , Ion-Olimpiu Stamatescu, “Decoherence and the Appearance of a Classical World in Quantum Theory”, p. 500, Springer, 2003
28. Maccone L., A quantum solution to the arrow-of-time dilemma: reply , arXiv:0912.5394
29. Avshalom Elitzur , Vaidman L. , Quantum mechanical interaction – free measurement, Found Phys., 29, 987-997
30. Albert, D. Z. *Quantum Mechanics and Experience*. Harvard University Press, Cambridge, 1992

31. John Byron Manchak, *Self-Measurement and the Uncertainty Relations*, Department of Logic and Philosophy of Science, University of California. <http://philpapers.org/rec/MANSAT>
32. Rudolf Peierls, *Surprises in theoretical physics*. Princeton, N.J.: Princeton University Press, 1979

Часть 3. Универсальная стрела времени: Неквантовая гравитационная теория.

0. Аннотация: Разрешение информационного парадокса для черных дыр и парадокса дедушки для временных кротовых нор.

Статья посвящена анализу общей теории относительности (гравитации) с точки зрения термодинамической стрелы времени. В рамках этого рассмотрения разрешены «информационный парадокс» для черных дыр и «парадокс с дедушкой» для временных «червоточин».

1. Введение

В статье мы рассмотрим термодинамическую стрелу времени [1-2] (определяемую направлением роста энтропии) в рамках неквантовой релятивистской теории гравитации. В классической гамильтоновой механике любые начальные и конечные состояния возможны. Кроме того, между ними существует взаимно-однозначное соответствие. В релятивистской теории гравитации ситуация иная. Имеются топологические особенности пространства, которые делают возможной ситуацию, когда за *конечное* время разные начальные состояния дают одинаковое конечное состояние. Это коллапс черных дыр. С другой стороны, рассмотрев обратный во времени процесс – белые дыры, мы получим ситуацию, когда одному начальному состоянию за *конечное* время соответствуют разные конечные состояния. Имеются и ситуации другого сорта – когда не любые начальные состояния возможны. Это случай «червоточин», через которые возможно путешествие в прошлое. При этом становится необходимым дополнительное само-согласование прошлого и будущего, делающее невозможными некоторые начальные состояния. Черные Дыры приводят к информационному парадоксу, а «червоточины» - к «парадоксу с дедушкой». Рассмотрению этих особых ситуаций релятивистской теории гравитации с точки зрения термодинамической стрелы времени и разрешению связанных с ними парадоксов посвящена данная статья.

2. Черные дыры

В современных космологических моделях есть дополнительные явления, кроме явлений, уже описанных в классической механике. В общей теории относительности Эйнштейна движение так же, как и в классической механике обратимо. Но имеется и важное отличие от классической механики. Это *неоднозначность* решения задачи Коши: получения конечного состояния системы из полного набора начальных и граничных условий. В общей теории относительности, в отличие от классической механики, два различных состояния за *конечное* время могут дать бесконечно близкие состояния. Это происходит при образовании черной дыры в результате коллапса. Следовательно, образование черной дыры идет с увеличением энтропии.

Рассмотрим обратный процесс, описывающий белую дыру. В этом процессе бесконечно близкие начальные состояния за *конечное* время могут дать разные конечные состояния. Обращение времени приводит к появлению белой дыры и ведет к уменьшению энтропии. Белая дыра не может существовать в реальности по тем же причинам, что невозможны процессы с уменьшением энтропии в классической механике. Однако, ее неустойчивость намного более сильная, чем в классической механике. Она возникает уже по отношению к *бесконечно* малым возмущениям. Как следствие возникает синхронизации собственных стрел времени белой дыры и наблюдателя/окружения. Белая дыра превращается для наблюдателя в черную дыру. Это означает, что наблюдатель/окружение, даже бесконечно слабо взаимодействующий с белой дырой может значительно повлиять на ее эволюцию за конечное время. При этом гравитационное взаимодействие наблюдателя/окружения с белой дырой всегда отлично от нуля.

Здесь возникает знаменитый информационный парадокс [3]: Коллапс приводит к потере информации в Черной Дыре. Это, в свою очередь, ведёт к неполноте нашего знания о состоянии системы и, следовательно, к непредсказуемости динамики системы, ее включающей. Информация, которая в классической механике всегда сохраняется, в черной дыре исчезает навсегда. Так ли это? Или, возможно, внутри черной дыры она храниться в какой-либо форме? Обычно рассматривают только два ответа на этот вопрос. Либо информация действительно пропадает бесследно; либо информация сохраняется внутри нее и может быть каким-то путем извлечена. Но, скорее всего, верным является третий ответ. Из-за неизбежного влияния наблюдателя/окружения экспериментально различить эти две ситуации просто невозможно! А что нельзя проверить экспериментально, не должно является предметом науки и обсуждения.

На самом деле, предположим, что информация сохраняется внутри черной дыры. Можно ли разрешить информационный парадокс и извлечь эту информацию из нее? Может быть, мы можем обратить каким либо образом сколлапсировавшую черную дыру, превратить ее в белую дыру, и извлечь исчезнувшую информацию? Казалось бы, это невозможно. Но недавно появилась интересная работа, которая, хоть и не напрямую, но позволяет сделать это [4]. В ней доказывается, что черная дыра полностью эквивалентна входу в канал, соединяющий две Вселенные. Причем вход этого канала подобен черной дыре, а выход белой. Эта белая дыра и может рассматриваться, в некотором смысле как обращенная черная дыра. Но для того, чтобы убедиться, что информация не исчезает, мы должны проникнуть во вторую Вселенную. Предположим, что существует некая «червоточина», которая соединяет две Вселенные. Пусть наблюдатель может проникнуть через нее и пронаблюдать за белой дырой. Но даже если это случится, мы знаем, что белая дыра неустойчива по отношению к наблюдению. Попытка ее наблюдения приведет к её превращению в черную дыру. Это закрывает всякую возможность подтвердить, что информация сохраняется. Следовательно, оба решения информационного парадокса действительно равноправны и экспериментально не различимы.

Это свойство необратимой потери информации приводит к тому, что закон возрастания энтропии превращается в точный закон природы в рамках гравитационной теории. Действительно, появляется такая новая фундаментальная величина, как энтропия

черной дыры. Это отличает гравитационную теорию от классической механики, где закон возрастания энтропии носит лишь приближенный характер (FAPP, для всех практических целей).

Тот же эффект необратимой потери информации имеет и ускоренное расширение Вселенной – появляются ненаблюдаемые области, откуда до нас не доходит даже свет. Следовательно, они ненаблюдаемые, и содержащаяся в них информация потеряна. Это опять ведет к непредсказуемости релятивистской динамики.

3. Временная червоточина.

Рассмотрим с точки зрения энтропии и такой парадоксальный объект общей теории относительности, как временная «червоточина» (кротовая нора) [5]. Рассмотрим вначале ее наиболее популярный вариант, предложенный Моррисом и Торном [6]. Пусть у нас имеется пространственная кротовая нора с лежащими рядом концами. Путем очень простой процедуры (погрузим одного из концов на космический корабль, обеспечим его движение со скоростью сравнимой со световой, а затем вернем этот конец на прежнее место) пространственная кротовая нора может быть преобразована во временную (wormhole traversing space into one traversing time). Она может быть использована как машина времени. Подобная кротовая нора требует особого экзотического вещества, необходимого для поддержания ее равновесия. Однако есть модели машины времени, которые или позволяют обойтись совсем без экзотического вещества [7, 9]. Или же, используя электромагнитное поле, позволяют обойтись его малым количеством [8]. Использование этой машины времени может приводить к знаменитому «парадоксу дедушки», когда внук, возвращаясь в прошлое, убивает своего дедушку. Как же может быть разрешен этот парадокс?

С физической точки зрения, парадокс дедушки означает, что не все начальные состояния, которые существуют до образования машины времени осуществимы. Дополнительная обратная связь между будущим и прошлым через временную червоточину делает их невозможными. Следовательно, мы либо должны объяснить нереализуемость таких начальных состояний, либо допустить, что временная «червоточина» неустойчива, наподобие белой дыры, и легко разрушается.

Как ни странно, оба объяснения в принципе верны. Однако для макроскопических червоточин приоритетным является первое объяснение. Действительно, очень хотелось бы иметь макроскопическую топологию пространства стабильной. Ограничение на начальные состояния при этом связано с законом роста энтропии и синхронизацией термодинамических стрел времени, связанной с неустойчивостью состояний с разной направленностью этих временных стрел [1-2]. Макроскопические законы термодинамики вероятны. Для очень небольшого числа случаев они не действуют (крупномасштабные флуктуации). Как для этих ситуаций, так и для микроскопических червоточин, где понятие термодинамической стрелы времени и законы термодинамики не применимы, приоритетным оказывается второе объяснение. Оно связано с экстремальной неустойчивостью топологии, определяемой машиной времени [9], аналогичной неустойчивости белой дыры. Для макроскопических кротовых нор разрешение может быть найдено с помощью закона возрастания энтропии, обеспечиваемого неустойчивостью процессов с убыванием энтропии относительно Вселенной и вытекающей из этого синхронизацией термодинамических стрел времени.

Действительно, пространственная кротовая дыра не приводит к парадоксу. Объекты, поглощенные ее одним концом, выходят из другого конца в более позднее время. Таким образом, объекты из более упорядоченного низкоэнтропийного прошлого попадают в менее упорядоченное высокоэнтропийное будущее. При движении вдоль кротовой норы энтропия путешествующих объектов также растет: они переходят из более упорядоченного состояния в менее упорядоченное. Таким образом, собственные стрелы

времени путешествующего в кротовой норе объекта и окружающего мира сонаправлены. То же верно для путешествия по временной кротовой норе из прошлого в будущее.

Однако для путешествия из будущего в прошлое стрелы времени путешественника в кротовой норе и окружающего мира будут уже противоположны [10, 11-13]. Действительно, сам объект путешествует из менее упорядоченного будущего в более упорядоченное прошлое, но при этом его собственная энтропия растет, а не убывает! Следовательно, термодинамические стрелы времени Вселенной и путешественника разнонаправлены. Такой процесс, при котором энтропии путешественника убывает относительно Вселенной, неустойчив [1-2]. Следовательно, «память о прошлом» путешественника (а, может, и он сам полностью) будет разрушена, что не позволит ему «убить дедушку».

Какой именно механизм при путешествии в кротовой норе обеспечивает синхронизацию стрел времени путешественника и Вселенной? Оба конца «червоточины» это массивные тела, имеющие конечную температуру. Оба эти конца по законам термодинамики неизбежно должны излучать свет, который частично попадает и в кротовую нору. Уже в момент образования «машины времени» (преобразования пространственной червоточины во временную) между ее концами появляется замкнутый световой луч. Всякий раз, когда луч описывает окружность, он все больше смещается к фиолетовой части спектра. Проходя круг за кругом, лучи теряют фокус, поэтому энергия не усиливается и не становится бесконечной. Фиолетовое смещение означает, что история частицы света конечна и определена ее собственным координатным временем, несмотря на бесконечное число кругов [14]. Этот и иные потоки света в кротовой норе флюктуируют и имеют направление термодинамической стрелы времени, совпадающего с термодинамической стрелой времени Вселенной. Благодаря неизбежному взаимодействию с этим излучением разрушается очень неустойчивое состояние путешественника, имеющего обратное по отношению к Вселенной направление собственного термодинамического времени. Это разрушение происходит до степени, достаточной для предотвращения парадокса дедушки.

«Свобода воли» позволяет нам свободно инициировать лишь устойчивые процессы с ростом энтропии, но не с ее убыванием. Таким образом, мы не сможем послать объект из будущего в прошлое. Процесс синхронизации стрел времени и вытекающий из него закон роста энтропии запрещает *начальные условия*, необходимые для путешествия макроскопических объектов в прошлое и реализацию «парадокса дедушки».

В работе [10] строго математически доказывается, что собственная термодинамическая стрела времени не может все время иметь одинаковую ориентацию с собственной координатной стрелой времени при путешествии по замкнутой временноподобной траектории (closed timelike curve). Процесс синхронизации стрел времени (связанный с неустойчивостью процессов с убыванием энтропии) является тем самым *физическим механизмом*, который фактически обеспечивает выполнение закона роста энтропии.

Макроскопические законы термодинамики вероятностны. Для очень небольшого числа случаев они не действуют (крупномасштабные флуктуации). Как для этих ситуаций, так и для микроскопических систем, где законы термодинамики не применимы, приоритетным оказывается другое объяснение парадокса дедушки. Существуют два процесса: весь Космос и объект, путешествующий по червоточине из будущего Космоса в его прошлое. При этом временная червоточина, подобно белой дыре, оказывается неустойчивой даже по отношению к бесконечно малым возмущениям от гравитации путешествующего объекта, что может привести к ее разрушению и предотвращению парадоксов, что и доказывается строго в [9]. Каковы результаты перестройки топологии пространства-времени после разрушения временной червоточины? Автор [9] пишет: «Как мы объясняли ... неоднозначность, не позволяет существование парадоксов путешествия во времени в общей теории относительности - независимо от того, что произошло бы в причинной области, пространство-время всегда может развиваться так,

чтобы избежать любых парадоксов (жертвую машиной времени, в крайнем случае). Получающееся при этом пространство-время иногда ... любопытно напоминает одну из много-мировых картин.»

Следует отметить, что с точки зрения внешнего реального макроскопического наблюдателя ситуация, когда путешественник погиб в червоточине или попал в «иной мир», экспериментально неотличимы. Это эквивалентно ситуации, когда путешественник падает в черную дыру: нам не известно будет ли он раздавлен в сингулярности или попадет в «иной мир» через белую дыру. (Хотя для самого путешественника эта разница наблюдаема и существенна. Но он унесет свои все эти свои наблюдения с собой в «иной мир».)

Сформулируем окончательный вывод: для макроскопических процессов неустойчивость процессов с убыванием энтропии и сопутствующая ей синхронизация стрел времени в подавляющем числе случаев делает невозможным появление начальных условий несовместимых с существованием заданных червоточин. Тем самым предотвращается как их разрушение, так и путешествия по ним макроскопических тел в прошлое, приводящее к «парадоксу дедушки».

Для очень маловероятных ситуаций в случае макрообъектов и для микроскопических систем может реализоваться уже ранее отмеченное замечательное свойство экстремальной неустойчивости общей теории относительности: бесконечно малое внешнее воздействие может повлечь разрушение червоточины за конечное время!

4. Выводы.

Подведем общие итоги. Процесс наблюдения должен неизбежно учитываться при рассмотрении всех физических процессов, чтобы исключить появление ненаблюдаемых в реальности явлений, приводящих к парадоксам. При этом нужно учитывать следующие вещи. Наблюдатель неизбежно является неравновесным макроскопическим хаотическим телом с термодинамической стрелой времени, определяемой направлением роста энтропии. Все измерения он производит относительно этой временной стрелы времени. Динамика тел, относительно этой стрелы времени называется наблюдаемой динамикой и отличается от идеальной динамики, относительно координатной стрелой времени. Все тела описываются в наблюдаемой динамике макропараметрами, в отличие от идеальной динамики, использующей микропараметры. Термодинамическая стрела времени не существует при термодинамическом равновесии. Она может менять свое направление и не совпадать с координатной стрелой времени идеальной динамики. Всегда существует малое взаимодействие между наблюдателем и наблюдаемой системой. Оно приводит к синхронизации термодинамических стрел времени наблюдателя и наблюдаемой системы.

Мы видим необыкновенную вещь. Все эти соображения, которые нам позволили разрешить парадокс редукции в квантовой механике, парадоксы Лошмидта (Loshmidt) и Пуанкаре в классической механике позволяют разрешить информационный парадокс черных дыр и парадокс дедушки для временных кротовых нор. Замечательная универсальность!

Библиография

1. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic “The Universal Arrow of Time I: Classical mechanics”, arXiv:1011.4173
2. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time II: Quantum mechanics case” arXiv::1106.6160

3. Preskill, John (1992), *Do black holes destroy information?*, [arXiv:hep-th/9209058](https://arxiv.org/abs/hep-th/9209058)
4. Nikodem J. Popławski «Radial motion into an Einstein–Rosen bridge» *Physics Letters B* 687 (2010) 110–113
5. Joaquin P. Noyola, *Relativity and Wormholes*, Department of Physics, University of Texas at Arlington, Arlington, TX 76019, (2006)
http://www.uta.edu/physics/main/resources/ug_seminars/papers/RelativityandWormholes.doc
6. M. Morris, and K. Thorne, *Am. J. Phys.* 56 (4), (1988).
7. Amos Ori, A new time-machine model with compact vacuum core, *Phys Rev Lett*, 95, 021101 (2005)
8. I.D. Novikov, N.S. Kardashev, A.A. Shatskii *Physics-Uspekhi*, V. 177, N 9, P.1017, (2007)
9. S. V. Krasnikov, The time travel paradox, *Phys.Rev. D*65 (2002) ,
<http://arxiv.org/abs/gr-qc/0109029>
10. Hrvoje Nikolic, CAUSAL PARADOXES: A CONFLICT BETWEEN RELATIVITY AND THE ARROW OF TIME, *Foundations of Physics Letters*, Volume 19, Number 3, June 2006, p. 259-267(9)
11. H.D. Zeh, *The Physical Basis of the Direction of Time* (Springer, Heidelberg, 2007).
12. H. D. Zeh Remarks on the Compatibility of Opposite Arrows of Time *Entropy* 2005, 7(4), 199-207
13. H. D. Zeh Remarks on the Compatibility of Opposite Arrows of Time II *Entropy* 2006, 8[2], 44-49
14. Hawking S.W., Thorne K.S., Novikov I., Ferris T., Lightman A., Price R. “The future of Spacetime”, California, Institute of Technology (2002)

Часть 4. Универсальная стрела времени: Квантовая теория гравитации.

0. Аннотация: Разрешение информационного парадокса для черных дыр, парадокса дедушки для временных кротовых нор, парадокса черных звезд, парадоксов проекта Пенроуза для построения новой квантовой гравитационной теории, парадоксов антропного принципа.

Проанализированы парадоксы и проблемы квантовой теории гравитации с точки зрения термодинамического подхода.

1. Введение

Статья посвящена анализу квантовой теории гравитации с точки зрения термодинамической стрелы времени [1-3]. В рамках этого рассмотрения разрешены «информационный парадокс» для черных дыр и «парадокс с дедушкой» для временных «червоточин», рассмотрены черные звезды [4] и антропный принцип [5]. Показано, что пожелания Пенроуза [6-7] к будущей теории квантовой гравитации не требуют создания

новой теории, а реализуемы в рамках уже существующих теорий при учете термодинамического подхода.

2. Черные дыры

В общей теории относительности, в отличие от классической механики, два различных состояния за *конечное* время могут дать бесконечно близкие состояния. Это происходит при образовании черной дыры в результате коллапса. За счет этого возникает знаменитый информационный парадокс [8]: коллапс приводит к потере информации в Черной Дыре. Это, в свою очередь, ведёт к неполноте нашего знания о состоянии системы и, следовательно, к непредсказуемости динамики системы, ее включающей. Информация, которая в классической и квантовой механике всегда сохраняется, в черной дыре исчезает. Так ли это? Обычно рассматривают только два ответа на этот вопрос. Либо информация действительно пропадает бесследно; либо информация сохраняется внутри нее и может быть каким-то путем извлечена. Мы увидим, что в квантовой гравитации ответ тот же, что и для общей теории относительности – оба ответа возможны и верны, поскольку разница экспериментально не наблюдаема.

Для квазиклассической теории гравитации, где гравитация описывается общей теорией относительности, а поля - квантовой теорией, разрешение парадокса находится с помощью излучение Хокинга.

В квантовой теории поля физический вакуум наполнен постоянно рождающимися и исчезающими «виртуальными частицами». Вблизи (но всё же снаружи) горизонта событий чёрной дыры прямо из вакуума могут рождаться пары частица-античастица. При этом возможен случай, когда полная энергия античастицы оказывается отрицательной, а полная энергия частицы - положительной. Падая в чёрную дыру, античастица уменьшает её полную энергию покоя, а значит, и массу, в то время как частица оказывается способной улететь в бесконечность. Для удалённого наблюдателя это выглядит как излучение Хокинга чёрной дыры.

Поскольку это излучение некогерентное после испарения черной дыры вся запасенная в ней информация исчезает – это ответ квазиклассической теории. Казалось бы, это противоречит обратимости и унитарности квантовой механики, где информация не теряется. Того же мы ожидали бы от квантовой теории гравитации. Но так ли это?

Мы не имеем сейчас законченную теорию квантовой гравитации. Однако для частного случая 5 мерного анти-де-Ситтеровского мира этот парадокс ныне многими учеными считается разрешенным в пользу сохранения информации, вследствие гипотезы о AdS/CFT дуальности, т. е. гипотезы о том, что квантовая гравитация в анти-де-ситтеровском (то есть с отрицательным космологическим членом) 5-мерном пространстве математически эквивалентна конформной теории поля на 4-поверхности этого мира. [9] Она была проверена в некоторых частных случаях, но пока не доказана в общем виде.

Полагают, что если эта гипотеза действительно верна, то это автоматически влечёт за собой разрешение проблемы об исчезновении информации. Дело в том, что конформная теория поля по построению унитарна. Если она дуальна квантовой гравитации, то значит и соответствующая квантово-гравитационная теория тоже унитарна, а значит, информация в этом случае не теряется.

Отметим, что это не так. Учет влияния наблюдателя делает неизбежной потерю информации. Процесс образования черной дыры и ее дальнейшее испарения происходит на всей поверхности анти-де-Ситтеровского мира (описываемого квантовой теорией поля), который включает также и наблюдателя. Наблюдатель неизбежно гравитационно взаимодействует с черной дырой и ее излучением. В отличие от обычной квантовой механики и по причине этого всепроникающего гравитационного взаимодействия,

влияние наблюдателя теперь уже нельзя сделать пренебрежимо малым ни при каких условиях. Взаимодействие с наблюдателем делает систему не унитарной.

Казалось бы, мы можем включить наблюдателя в описание системы. Но наблюдатель не может точно знать свое начальное состояние и анализировать систему, частью которой он сам и является! А значит, не может проверить экспериментально разницу между унитарной и не унитарной эволюцией. Для этого необходимо знание полного состояния системы, что невозможно при самонаблюдении.

В анти-де-Ситтеровского мире расширение Вселенной неизбежно сменяется сжатием. Но тот же эффект потери информации имеется и при ускоренном расширении Вселенной – появляются ненаблюдаемые области, откуда до нас не доходит даже свет. Следовательно, они ненаблюдаемые, и содержащаяся в них информация потеряна. Это опять ведет к непредсказуемости.

Таким образом, экспериментальная проверка информационного парадокса снова становится невозможной *в принципе!* В случае квантовой гравитации сохранение информации происходит лишь на бумаге в идеальной динамике. В реальной наблюдаемой динамике разница не наблюдаема экспериментально в принципе. Оба ответа на вопрос о сохранении или не сохранении информации можно считать приемлемыми, поскольку они экспериментально не различимы.

Главное отличие столь большой разницы между обычной квантовой теорией и квантовой теорией гравитации происходит из того, что взаимодействие наблюдателя в обычной квантовой теории можно сделать нулевым в принципе при известных начальных условиях. В квантовых гравитационных системах малое гравитационное взаимодействие с наблюдателем неустранимо в принципе – что делает в принципе неустранимой декогеренцию и превращает эволюцию любой наблюдаемой системы в неунитарную. Лишь для непроверяемой идеальной эволюции на бумаге ее можно сделать формально унитарной. А можно и не делать – здесь у нас свобода выбора. Если мы хотим описывать реальную наблюдаемую динамику – делать этого не стоит. Для массивных тел такая наблюдаемая динамика - это квазиклассическая теория, которая экспериментально неотличима для реального макроскопического наблюдателя от квантовой гравитации массивных гравитационных черных дыр.

3. Временная червоточина.

Рассмотрим с точки зрения энтропии и такой парадоксальный объект общей теории относительности, как временная «червоточина» (кротовая нора) [10]. Рассмотрим вначале ее наиболее популярный вариант, предложенный Торном [11]. Пусть у нас имеется пространственная кротовая нора с лежащими рядом концами. Путем очень простой процедуры (погрузим одного из концов на космический корабль, обеспечим его движение со скоростью сравнимой со световой, а затем вернем этот конец на прежнее место) пространственная кротовая нора может быть преобразована во временную (wormhole traversing space into one traversing time). Она может быть использована как машина времени. Подобная кротовая нора требует особого экзотического вещества, необходимого для поддержания ее равновесия. Однако недавно появились новые модели машины времени, которые или позволяют обойтись совсем без экзотического вещества [12]. Или же, используя электромагнитное поле, позволяют обойтись его малым количеством [13]. Использование этой машины времени может приводить к знаменитому «парадоксу дедушки», когда внук, возвращаясь в прошлое, убивает своего дедушку. Как же может быть разрешен этот парадокс?

Рассмотрим, какой ответ на этот вопрос дает квазиклассическая теория гравитации, где гравитация описывается общей теорией относительности, а поля – квантовой теорией. Мы при этом полагаем макроскопическую топологию пространства, связанную с машиной времени неизменной. В момент образования машины времени (преобразования

пространственной червоточины во временную) между ее концами появляется замкнутый световой луч. Его энергия не достигает бесконечности, несмотря на бесконечное число проходов, из-за расфокусировки света [16]. Иная ситуация однако возникает в квазиклассической теории с «вакуумными флуктуациями» радиационного поля [14]. Проходя бесконечное число раз через червоточину и складываясь, эти флуктуации достигают бесконечной энергии, которая разрушит любого путешественника.

Однако ситуация в квантовой гравитации иная. Поскольку квантовые флуктуации содержат большие энергии, когда они возникают на коротких дистанциях, возможно найти настолько малое расстояние, на котором энергия флуктуации будет достаточно большой для формирования крошечной черной дыры, при этом горизонт черной дыры будет того же размера, как и это маленькое расстояние. Пространство-время не способно оставаться однородным на таких коротких дистанциях. Этот механизм обеспечивает естественную «блокировку» образованию сингулярных флуктуаций, ограничивая их по размеру – «максимальная энергия в минимальных размерах» [16].

Детальные расчеты квантовой гравитации показывают [15], что эта «блокировка» образованию сингулярных флуктуаций обеспечивает для макроскопических тел очень малую, но не нулевую вероятность беспрепятственного прохождения временной «червоточины». Как предотвратить в этой ситуации «парадокс дедушки»? Тут нам удобно воспользоваться языком многомировой интерпретации квантовой механики. Чтобы предотвратить парадокс путешественник должен попасть в параллельный мир, где он может беспрепятственно «убить дедушку» не нарушая принципа причинности. Такой параллельный мир будет квантово интерферировать с миром «неубитого дедушки», где наблюдателю не удалось пройти временную червоточину. Однако амплитуда вероятности такого мира будет крайне мала. Может ли наблюдатель в мире, где «дедушку не убили» обнаружить альтернативный мир хотя бы в принципе, используя квантовые корреляции между мирами? Подобно «парадоксу Шредингерова кота» сделать он это не сможет. И причины те же, что и в обычной квантовой механике [2]. Проявления квантовых корреляций на тот момент, когда их величина существенна, невозможно зарегистрировать из-за «стирания памяти» наблюдателя. Таким образом, попадание в параллельный мир квантовой механики ничем экспериментально неотличимо от перестройки червоточины и попадания в «параллельный мир» общей теории относительности [3, 17]. Это значит, что с точки зрения внешнего реального макроскопического наблюдателя ситуация, когда путешественник погиб в червоточине или попал в «иной мир», экспериментально неотличимы. Это эквивалентно ситуации, когда путешественник падает в черную дыру: нам не известно будет ли он раздавлен в сингулярности или попадет в «иной мир» через белую дыру. [18] (Хотя для самого путешественника эта разница наблюдаема и существенна. Но он унесет свои все эти свои наблюдения с собой в «иной мир».) Мы видим, что как и в случае «информационного парадокса», разница между квантовой и квазиклассическими теориями для макроскопических объектов экспериментально не наблюдаема для макроскопического наблюдателя, не путешествующего во временной червоточине.

4. Черные звезды.

Недавно появилась интересная теория «черных звезд» [4]. Обычно коллапс черной дыры рассматривается как быстрый процесс. Однако нам не так хорошо известны состояния вещества при высоких давлениях. Мы знаем, что на пути к коллапсу возможно образование белых карликов, нейтронных звезд. Эти промежуточные стадии делают коллапс не лавинообразным, а постепенным. Возможно, на пути к коллапсу будут появляться кварковые звезды и иные промежуточные состояния, которые сделают этот процесс плавным. Для классической гравитации это несущественно. Но в квазиклассической гравитации показано, что при медленном сжатии квантовые

флуктуации у поверхности помешают материалу звезды сколлапсировать в сингулярность и стать черной дырой. Снаружи такой объект будет подобен черной дыре, но внутри будет от нее отличен, не содержа сингулярность и сохраняя всю информацию. Он позволит путешественнику входить за поверхность звезды и выходить из нее. Следует отметить, что против такой картины имеется существенное возражение.

Насколько стабильна такая конструкция звезды внешнему возмущению, вносимому путешественником? И насколько устойчив сам путешественник? Устойчива ли она? Путешественник – это макроскопическое тело. Проникнув в черную звезду, он скачком увеличит ее массу. Это приведет либо к её схлопыванию в черную дыру. Если же процесс снова пойдет «постепенно» то путешественник «растворится» в звезде и не сможет из нее выйти. Таким образом, видится, что разница между черной звездой и черной дырой не наблюдаема экспериментально. А, значит, разница между этими объектами существует лишь на бумаге – в идеальной динамике.

5. Новая теория гравитации Пенроуза.

В своих замечательных книжках [6-7] Пенроуз дает свое замечательное предвидение новой грядущей теории гравитации. В этой теории:

- 1) В отличие от обычной квантовой механики редукция волнового пакета – фундаментальное свойство теории.
- 2) Это редукция неразрывно связана с явлением гравитации.
- 3) Редукция приводит не только к вероятностным закономерностям – но она может приводить и к более сложному «неопределенному» поведению систем.
- 4) В отличие от замечательных когерентных квантовых систем, классические хаотические неустойчивые системы подвергаются уничижающей критике, как чисто абстрактные модели, бесполезные для понимания реальности. Они не имеют никакого отношения к описанным выше «неопределенным» системам, которые могут быть лишь чисто квантовыми.

Следует заметить, что для получения всех этих вещей нам нет нужды в новых теориях. Учет неизбежного гравитационного взаимодействия макроскопического реального наблюдателя (плюс учет его термодинамической стрелы времени) с необходимостью ведет ко всем этим результатам в рамках любой уже существующей теории квантовой гравитации. Кроме того, классические хаотические неустойчивые системы обладают всеми свойствами квантовых. Для любого «чисто квантового эффекта» всегда можно найти такой классический аналог (Приложение А [2]). А именно:

- 1) Мы видели из описанного выше, что неизбежное гравитационное взаимодействие макроскопического реального наблюдателя с наблюдаемой системой неизбежно делает ее эволюцию неунитарной. Разница между унитарной и неунитарной теорией существует лишь на бумаге и экспериментально не наблюдаема в квантовой теории гравитации.
- 2) По изложенным выше причинам именно гравитация ведет в уже существующей квантовой теории гравитации к неизбежной редукции и неунитарности. Более того, для макроскопических объектов желаемая неунитарная теория, обладающая всеми желаемыми свойствами, уже существует – это квазиклассическая теория гравитации.
- 3) Поведение многих макроскопических тел, несмотря на неунитарность, можно достаточно полно описать набором макропараметров и законами их эволюции. Имеются, однако, *непредсказуемые* системы, чье поведение во всей их полноте затруднительно описать даже вероятностными законами.

Например, квантовые компьютеры. Для человека, запустившего такой квантовый компьютер и знающего его начальное состояние, его поведение полностью предсказуемо.

Однако для человека, не присутствующего при запуске, его поведение «неопределенно». Более того, попытка пронаблюдать внутренне состояние квантового компьютера приведет к нарушению его нормальной работы.

В случае квантовой гравитации даже запустивший квантовый компьютер человек не сможет 100% предсказать результат – неизбежное гравитационное взаимодействие между ним и квантовым компьютером сделает такое предсказание невозможным. Таким образом, «непредсказуемость, отличная от вероятностной» становится фундаментальным свойством любой квантовой теории гравитации при учете неизбежного взаимодействия с наблюдателем.

4) Неустойчивые классические системы во многом напоминают по своим свойствам квантовые (Приложение А [2]). Более того, созданы математические модели классических аналогов квантовых компьютеров [19]. Для моделирования парадоксальных свойств живых объектов, напоминающих квантовые компьютеры, нам не обязательно нужна квантовая механика. Можно обойтись и классическими неустойчивыми системами [20].

Подводя итог, мы видим, что все пожелания Пенроуза воплотимы уже в рамках существующей парадигмы и не требуют никаких новых фундаментальных теорий. Более того, все свойства объектов описываются макропараметрами (чтобы исключить влияние макроскопического наблюдателя), что неизбежно ведет к ненаблюдаемости слишком малых интервалов времени и пространства. А значит можно построить их наблюдаемую динамику на основе «дискретной модели пространства-времени». Но такая модель уже не будет новой теорией – для любого макроскопического наблюдателя она будет экспериментально неотличима от уже существующей квантовой теории гравитации.

6. Антропный принцип в квантовой теории гравитации.

Количество возможных вакуумных состояний, возникающих в квантовой теории гравитации, достигает огромного количества. Для отбора подходящих вакуумов обычно предлагается антропный принцип [5] - эволюция системы должна приводить к появлению наблюдателя, способного ее понимать и изучать. Подобная постановка вопроса носит слишком философский характер, затрудняющий ее практическое использование. В данной работе мы можем сформулировать вполне четкие физические принципы, по сути эквивалентные антропному принципу:

Начальное состояние Вселенной должно приводить к формированию материи в виде набора многих макроскопических термодинамически неравновесных тел, слабо взаимодействующих между собой. Эти тела должны иметь энтропию и температуру. Они должны иметь собственную термодинамическую стрелу времени. Малое локальное взаимодействие между телами должно приводить к синхронизации их стрел времени. Хотя эти тела состоят из многих частиц и обладают огромным набором микропараметров, эволюция этих тел должна хорошо описываться набором макропараметров, за исключением редких положений неустойчивости.

Однако эти неустойчивые состояния играют большую роль, служа основой для возникновения самого наблюдателя Вселенной. Должны существовать неустойчивые глобальные корреляции между частями мира, так и неравновесные системы с поддерживаемыми локальными внутренними корреляциями, из которых и образуются сами наблюдатели.

Глобальной «целью» диссипативных систем с локальными корреляциями (в том числе и живых систем) является (а) минимизация их собственной энтропии (б) стимуляция глобальной полной системы к скорейший возврату Пуанкаре в исходное низкоэнтропийное состояние.

Из вышесказанного следует один важный вывод. Чтобы получить вышеописанную ситуацию, начальное состояние Вселенной должно неизбежно быть высокоупорядоченным и низкоэнтропийным.

Т.е., коротко говоря, эволюция должна приводить к миру, допускающему описание в форме термодинамики [1-3, 21-23]. Только в такой среде может появиться наблюдатель, способный изучать этот мир.

7. Выводы

Мы видим, что информационный парадокс и парадокс дедушки разрешаются в квантовой гравитационной теории аналогично общей теории относительности. Это делается путем рассмотрения взаимодействия систем с реальным неравновесным макроскопическим наблюдателем. Более того, этот подход аналогично обычной квантовой теории, позволяет разрешить проблему редукции. Это редукция в квантовой гравитации становится фундаментальным свойством теории, в отличие от обычной квантовой механики. Такой подход позволяет рассмотреть и другие сложные вопросы квантовой гравитации – антропный принцип, черные звезды.

Библиография

1. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic “The Universal Arrow of Time I: Classical mechanics”, arXiv:1011.4173
2. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time II: Quantum mechanics case”, arXiv:1106.6160
3. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time III: Nonquantum gravitation theory”, arxiv:1107.0144
4. Barcelo C., Liberati S., Sonogo S., Visser M. “Fate of Gravitational Collapse in Semiclassical Gravity”, Phys. Rev. D, V.77, N4 (2008)
5. Hogan J., «Why the Universe is Just So», Rev.Mod.Phys. 72 (2000) ([arXiv:astro-ph/9909295](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9909295))
6. Roger Penrose, *The Emperor’s New Mind*, Oxford University Press, New York, NY, USA 1989
7. Roger Penrose, *Shadows of the Mind*, Oxford University Press, New York, NY, USA 1994
8. Preskill, John (1992), *Do black holes destroy information?*, [arXiv:hep-th/9209058](https://arxiv.org/abs/hep-th/9209058)
9. Edward Witten, Anti-de Sitter space and holography, *Advances in Theoretical and Mathematical Physics* 2: 253–291, 1998, hep-th/9802150
10. Joaquin P. Noyola, *Relativity and Wormholes*, Department of Physics, University of Texas at Arlington, Arlington, TX 76019, (2006)
http://www.uta.edu/physics/main/resources/ug_seminars/papers/RelativityandWormholes.doc
11. M. Morris, and K. Thorne, *Am. J. Phys.* 56 (4), (1988).
12. Amos Ori, A new time-machine model with compact vacuum core, *Phys Rev Lett*, 95, 021101 (2005)
13. I.D. Novikov, N.S. Kardashev, A.A. Shatskii *Physics-Uspekhi*, V. 177, N 9, P.1017, (2007)
14. *Sung-Won Kim* and K. S. *Thorne*, *Phys. Rev. D* 43, 3929 (1991).
15. M. J. Cassidy, S. W. Hawking, “Models for Chronology Selection”, *Phys.Rev. D*57 (1998) 2372-2380
16. Hawking S.W., Thorne K.S., Novikov I., Ferris T., Lightman A., Price R. “The future of Spacetime”, California, Institute of Technology (2002)
17. S. V. Krasnikov, The time travel paradox, *Phys.Rev. D*65 (2002) ,
<http://arxiv.org/abs/gr-qc/0109029>

18. Nikodem J. Popławski «Radial motion into an Einstein–Rosen bridge» *Physics Letters B* 687 (2010) 110–113
19. Siegelmann, H.T. *Neural Network and Analog Computation: Beyond the Turing Limit*, Birkhauser, 1998
20. Calude, C.S., Paun, G. Bio-steps beyond Turing, *BioSystems*, 2004, v 77, 175-194
21. H.D. Zeh, *The Physical Basis of the Direction of Time* (Springer, Heidelberg, 2007).
22. H. D. Zeh Remarks on the Compatibility of Opposite Arrows of Time *Entropy* 2005, 7(4), 199- 207
23. H. D. Zeh Remarks on the Compatibility of Opposite Arrows of Time II *Entropy* 2006, 8[2], 44-49

Часть 5. Универсальная стрела времени: Непредсказуемая динамика.

0. Аннотация: Разрешение парадокса о противоречии между редукционизмом и принципиальной (не связанной со сложностью) эмерджентностью на основе теоремы Гёделевского типа. Разрешение парадокса существования систем с уменьшением энтропии.

Мы видим, что точные уравнения квантовой и классической механики описывают идеальную динамику, которая обратима и приводят к возвратам Пуанкаре. Реальные уравнения физики, описывающие наблюдаемую динамику, например, master equations статистической механики, уравнения гидродинамики вязкой жидкости, уравнение Больцмана в термодинамике, закон роста энтропии в изолированных системах - необратимы и исключают возвраты Пуанкаре в исходное состояние. Кроме того эти уравнения описывают системы в терминах макропараметров или функций распределения микропараметров. Причины такой разницы между динамиками две. Во-первых, неконтролируемый шум со стороны внешнего наблюдателя. Во-вторых, когда наблюдатель входит в описываемую систему (самонаблюдение) полное само-описание состояния системы невозможно. Кроме того самонаблюдение возможно в течение ограниченного времени, пока собственная термодинамическая стрела времени наблюдателя существует и не меняет своего направления. Не во всех случаях нарушенная внешним шумом (или неполная при самонаблюдении) идеальная динамика может быть заменена предсказуемой наблюдаемой динамикой. Для многих систем введение макропараметров, исчерпывающе описывающих динамику системы, просто невозможно. Их динамика становится в принципе непредсказуемой, иногда даже вероятно непредсказуемой. Мы назовем динамику, описывающую такую систему, *непредсказуемой динамикой*. Как следует из самого определения таких систем, для них невозможно ввести полный набор макропараметров, характерных для наблюдаемой динамики и позволяющий предсказывать их поведение. Динамика таких систем не описывается и не предсказывается *научными* методами. Таким образом, **наука сама ставит границы своей применимости**. Только сами такие системы изнутри могут, но уже *интуитивно* «понимать» и «предсказывать» свое поведение или «общаться» между собой на *интуитивном* уровне.

1. Введение

Дадим определения *наблюдаемой и идеальной динамик* [1-4], а также объясним необходимость введения наблюдаемой динамики. Идеальной динамикой мы будем называть точные законы квантовой или классической механики. Почему мы назвали их идеальными? Потому что для большинства реальных систем выполняется закон возрастания энтропия или редукция волнового пакета в квантовом случае, противоречащие законом идеальной динамики. Идеальная динамика обратима и в ней происходят возвраты Пуанкаре, чего не наблюдается в необратимой наблюдаемой динамике. Откуда происходит это противоречие между динамиками?

Реальный наблюдатель – это всегда макроскопическая, далекая от термодинамического равновесия система. Он обладает собственной термодинамической стрелой времени, которая существует ограниченное время (до достижения равновесия) и может менять свое направление. Кроме того, существует малое взаимодействие наблюдателя с наблюдаемой системой, которое приводит к синхронизации их термодинамических стрел времени и, в случае квантовой механики редукции волнового пакета.

Наблюдатель описывает наблюдаемую систему в терминах макропараметров и относительно собственной стрелы времени. Именно это и ведет к различию наблюдаемой и идеальной динамики, которая формулируется относительно абстрактного координатного времени в терминах микропараметров.

Нарушения идеальной динамики связаны или с незамкнутостью измеряемых систем (т.е. объясняется влиянием внешней среды или наблюдателя), или невозможностью полного само-измерения и самоанализа для замкнутых и полных физических систем, включающих как внешнюю среду, так и наблюдателя. Что же делать в таких случаях? Реальная система или незамкнута или неполна, т.е. мы не можем использовать физику для предсказания динамики системы? Отнюдь нет!

Очень многие такие системы могут быть описаны уравнениями точной (или вероятностной) динамики, несмотря на незамкнутость или неполноту описания. Мы называем её наблюдаемой динамикой. Большинство уравнений физики - master equations статистической механики, уравнения гидродинамики вязкой жидкости, уравнение Больцмана в термодинамике, закон роста энтропии в изолированных системах являются уравнениями наблюдаемой динамики.

Для того чтобы обладать указанным выше свойством наблюдаемая динамика должна отвечать определенным условиям. Она не может оперировать полным набором микропеременных. В наблюдаемой динамике мы определяем лишь много меньшее число макропеременных, которые являются некими функциями микропеременных. Это делает ее намного устойчивее по отношению к ошибкам в задании начальных условий и шуму. Действительно, изменение микросостояния не приводит неизбежно к изменению макросостояния, поскольку одному макросостоянию отвечает большой набор микросостояний. Для газа макропеременными являются, например, плотность, давление, температура и энтропия. Микропеременными же являются скорости и координаты всех его молекул.

Как из идеальной динамики строится наблюдаемая динамика? Они получаются или введением в идеальные уравнения малого, но конечного внешнего шума, или же введением погрешностей начального состояния. Погрешности и/или шумы должны быть достаточно большими, чтобы нарушить ненаблюдаемую реально обратимость движения или возвраты Пуанкаре. С другой стороны они должны быть достаточно малы, чтобы не влиять на протекание реально наблюдаемых процессов с ростом энтропии.

Для полной физической системы, включающей наблюдателя, наблюдаемую систему и окружающую среду наблюдаемая динамика не фальсифицируема в смысле Поппера [36] (при условии верности идеальной динамики). Т.е. разницу между Идеальной и Наблюдаемой Динамикой в этом случае невозможно наблюдать в эксперименте.

Однако, вполне возможны и случаи, когда введение наблюдаемой динамики невозможно и система остается все-таки непредсказуемой, вследствие незамкнутости системы или неполноты описания. Это случай *непредсказуемой динамики* [21, 29-33], обсуждаемой здесь.

2. Непредсказуемая динамика.

Введем понятие *синергетические модели* [10]. Будем называть таковыми простые физические или математические системы, иллюстрирующие в простой форме некие действительные или предполагаемые свойства непредсказуемых и сложных (в том числе живых) систем.

Непредсказуемые системы, именно вследствие причин своей непредсказуемости крайне неустойчивы к внешнему наблюдению и тепловому шуму. Чтобы их поведение не превратилось в полностью хаотическое и случайное, они должны иметь механизмы защиты от внешнего влияния.

Поэтому для нас важно создание в первую очередь синергетических моделей систем, способных противостоять шуму (декогеренции в квантовой механике). Они сохраняют свои внутренние корреляции (квантовые или классические), приводящие к обратимости движения или возвратам Пуанкаре. Также они могут сохранять свои корреляции с окружающим миром.

Существуют три метода такой защиты:

- 1) Пассивный метод – создание неких «стенок» или панцирей непроницаемых для шума. Можно также держать такие системы при очень низких температурах. Примером могут служить многие модели современных квантовых компьютеров.
- 2) Активный метод, обратный пассивному – подобно диссипативным или живым системам, они сохраняют своё неравновесное состояние благодаря активному взаимодействию и обмену энергией и веществом с окружением (метаболизм). Думается, что будущие модели квантовых компьютеров должны браться из этой области.
- 3) Когда корреляции охватывают ВСЮ Вселенную. Внешний источник шума здесь просто отсутствует. Источник корреляций Вселенной в том, что Вселенная произошла из малой области и низкоэнтропийного состояния путем Большого Взрыва. Назовем это явление глобальными корреляциями. Иногда это образно называют «голографическая модель Вселенной»

Следует отметить три обстоятельства:

- 1) Многие сложные системы в своем развитии проходят динамические точки бифуркации – когда существуют несколько альтернативных путей развития и выбор конкретного из них зависит от малейших изменений состояния системы в точке динамической бифуркации [5-6]. Тут даже слабые (и сохраненные, указанными выше путями) корреляции могут оказать огромное влияние. Наличие подобных корреляций ограничивает предсказательную силу науки, но отнюдь не ограничивает нашу личную интуицию. Поскольку мы являемся неотделимой частью нашего мира, то мы вполне способны на субъективном уровне «ощущать» эти корреляции, недоступные научному предсказанию (Но, ни в кое мере не противоречащие самим законам физики!)
- 2) В описываемых ненаблюдаемых системах часто наблюдается уменьшение энтропии или поддерживается очень низкоэнтропийное состояние. Это не

противоречит второму закону возрастания энтропии. Действительно, как их пассивная, так и активная защита требуют огромных затрат негэнтропии, которая черпается из окружения, поэтому суммарная энтропия системы и окружения только растет. Закон возрастания энтропии остается незыблемым для «большой» системы (наблюдаемая система + окружение + наблюдатель), хотя неверен для самой наблюдаемой системы. Уменьшения энтропии в большой системе согласно уравнениям идеальной динамики происходят (например, возвраты Пуанкаре в замкнутой системе с ограниченным объемом), но являются ненаблюдаемыми [1-4]. Поэтому они могут просто игнорироваться.

- 3) Существование многих непредсказуемых систем сопровождается уменьшением энтропии (Это не противоречит росту энтропии согласно второму закону термодинамики как это объяснено выше в третьем пункте). Таким образом, существование таких систем подчиняется обобщенному принципу Ле-Шателье — Брауна: система препятствует любому изменению своего состояния, вызванному как внешним воздействием, так и внутренними процессами, или, иными словами, — любое изменение состояния системы, вызванное как внешними, так и внутренними причинами, порождает в системе процессы, направленные на то, чтобы уменьшить это изменение. В данном случае рост энтропии порождает системы, ведущие к ее уменьшению.
- 4) Часто находит подтверждение принцип максимума производства энтропии (Maximum entropy production principle - MaxEPP) [38]. Согласно этому принципу неравновесная система стремится к состоянию, при котором рост энтропии в системе будет максимальным. Несмотря на кажущееся противоречие, MaxEPP не противоречит открытому Пригожину для линейных неравновесных систем принципу минимума производства энтропии (MinEPP) [38]. Это абсолютно разные вариационные принципы, в которых хотя и ищется экстремум одной и той же функции – производства энтропии, но при этом используются различные ограничения и различные параметры варьирования. Эти принципы не нужно противопоставлять, так как они применимы к различным этапам эволюции неравновесной системы. MaxEPP означает, что диссипативные непредсказуемые системы (в том числе живые системы), находясь в замкнутых системах с ограниченным объемом, приближают наступление их термодинамического равновесия. Это значит, что они сокращают и время возврата Пуанкаре, т.е. способствуют более быстрому возврату в низкоэнтропийное состояние. Это опять соответствует обобщенному принципу Ле-Шателье — Брауна: рост энтропии порождает системы, ведущие к ее уменьшению. Из всего вышеизложенного можно сделать очень интересный вывод: *глобальной «целью» диссипативных систем (в том числе и живых систем) является (а) минимизация их собственной энтропии (б) стимуляция глобальной полной системы к скорейшему возврату Пуанкаре в исходное низкоэнтропийное состояние.*
- 5) Глобальные корреляции в общем случае «растекаются» по замкнутой системе с ограниченным объемом и ведут лишь к ненаблюдаемому возврату Пуанкаре [1-4]. Однако при наличии объектов с локальными корреляциями, глобальные корреляции могут проявляться в корреляции между такими объектами друг с другом и окружающим миром. Таким образом, наличие локальных корреляций позволяет сделать глобальные корреляции наблюдаемыми, предотвращая их полное «растекание» по системе.
- 6) Верное определение термодинамической макроскопической энтропии сама по себе очень трудная задача для сложных физических систем в отсутствие локального равновесия [39]
- 7) Следует отметить очень важное обстоятельство. Неустойчивые корреляции существуют не только в квантовой, но и в классической механике. Следовательно,

подобные модели не должны носить только квантовый характер. Они могут быть и классическими! Очень часто ошибочно считается, что только квантовая механика может описывать подобные явления [11-12]. Это не так [7-9]. Введение «руками» малого, но конечного взаимодействия при классическом измерении и малой погрешностей начального состояния стирает разницу между свойствами квантовой и классической механики (при наличии неустойчивых корреляций микросостояний).

3. Синергетические модели локальных корреляций

Приведем примеры синергетических моделей непредсказуемых систем, использующих пассивный или активный метод защиты от шума.

- 1) Имеются исключительные случаи, для которых не происходит синхронизация стрел времени [12-13].
- 2) Точки фазовых переходов или точки бифуркаций. В этих точках макроскопическая система, описываемая наблюдаемой динамикой, в процессе эволюции во времени или в процессе изменения какого-либо внешнего параметра может перейти не в одно, а в несколько различных макроскопических состояний. То есть, в этих точках наблюдаемая динамика теряет свою однозначность. В этих точках возникают огромные макроскопические флуктуации, и использование макропараметров не ведет к предсказуемости системы. Эволюция становится непредсказуемой, т.е. возникает непредсказуемая динамика.
- 3) Возьмем квантовую микроскопическую или мезоскопическую систему, описываемую идеальной динамикой, изолированную от декогеренции. Ее динамика зависит от неконтролируемых микроскопических **квантовых корреляций**. Эти корреляции очень неустойчивы и вследствие декогеренции (т.е. запутывания с окружением или наблюдателем) исчезают. Пусть некий первый наблюдатель фиксирует лишь начальное и конечное состояние системы. В промежутке времени между ними система полностью или почти изолирована от окружения или этого наблюдателя. В таком случае эти микроскопические корреляции не исчезают и влияют на динамику. Рассмотрим другого внешнего наблюдателя, не знающего начального состояния системы. В отличие от первого наблюдателя, знающего начального состояния системы, поведение системы для второго наблюдателя становится непредсказуемым! Т.е. с точки зрения такого наблюдателя возникает непредсказуемая динамика. В квантовой области примерами таких систем являются *квантовые компьютеры* и *квантовые криптографические передающие системы* [14-15].

Квантовые компьютеры имеют не только свойство непредсказуемости для наблюдателя, не информированного об их состоянии при запуске вычислений. Другим важным свойством является их высокая параллельность вычисления. Оно достигается за счет того, что начальное состояние является суперпозицией многих возможных начальных состояний «квантовых битов информации». За счет линейности уравнений квантовой механики эта суперпозиция сохраняется и «обработка» всех состояний, входящих в суперпозицию, происходит одновременно (параллельно). Эта параллельность приводит к тому, что многие задачи, которые обычный компьютер решает очень медленно из-за того, что рассматривает все случаи последовательно, квантовый решает очень быстро. С этим свойством и связаны надежды на практическую пользу квантовых компьютеров.

Квантовые криптографические передающие системы используют в первую очередь свойство своей ненаблюдаемости «передаваемых квантовых сообщений» для

внешнего наблюдателя, не информированного об их состоянии при начале передачи. Любая попытка прочесть передаваемое сообщение приводит к его взаимодействию с этим наблюдателем и, следовательно, «разрушению» передаваемого сообщения и невозможности прочесть это сообщение. Таким образом, перехват сообщений оказывается **в принципе невозможным** по законам физики.

- 4) Следует особо отметить, что, вопреки широко распространенному заблуждению, как квантовые компьютеры, так и квантовая криптография [14-15] имеют классические аналоги. Действительно, в классических системах в отличие от квантовых систем измерение можно провести абсолютно точно, не искажая измеряемое состояние. Однако и в классических хаотических системах имеются неконтролируемые и неустойчивые микроскопические дополнительные корреляции, обеспечивающие обратимость и возвраты Пуанкаре системы. Введём «руками» конечное, но малое взаимодействие в классическое измерение или конечную погрешность в начальные условия, которые в реальных ситуациях, и на самом деле, всегда существуют. Они стирают разницу между классической и квантовой системой. В реальных системах всегда присутствует малый внешний шум, выполняющий эту роль. Изолируя хаотическую классическую систему от этого шума, мы получаем классические аналоги изолированных квантовых устройств с квантовыми корреляциями.

Существуют синергетические модели классических компьютеров, обеспечивающих, подобно квантовым компьютерам, невероятную параллельность вычислений [7].

Аналогом квантовых компьютеров являются и *молекулярные компьютеры* [9]. Большое количество молекул обеспечивает параллельность вычислений. Неконтролируемые и неустойчивые микроскопические дополнительные корреляции, обеспечивающие обратимость и возвраты системы, делают динамику неопределенной для наблюдателя, не информированного о состоянии компьютера в момент старта. Малое, но конечное взаимодействия при наблюдении приводит к тому, что наблюдатель нарушит нормальный запланированный ход вычислений при попытке чересчур точно померить координаты и скорости молекул, чтобы предсказать результат работы компьютера.

Аналогичные аргументы могут быть использованы для создания классических криптографических передающих систем, использующих явление классических неустойчивых микроскопических дополнительных корреляции. Неустранимое малое взаимодействия с перехватчиком сообщений разрушает эти корреляции. Тем самым оно делает ненаблюдаемый перехват принципиально невозможным также и в классическом случае.

- 5) Сохранение неустойчивых микроскопических корреляций может быть обеспечено не только за счет пассивной изоляции от внешней среды и наблюдателя, но и за счет динамического, компенсирующего помехи механизма. Это происходит в так называемых физических стационарных системах, в которых равновесие системы поддерживается за счет непрерывного потока энергии или вещества через систему. Примером могут служить микромазеры [16] – маленькие и хорошо проводящие полости с электромагнитным излучением внутри. Размер полостей настолько мал, что излучение уже необходимо описывать квантово. Оно постепенно затухает из-за взаимодействия со стенками. Эту систему оптимально описывать матрицей плотности в базисе состояний, соответствующих различным собственным энергиям системы. Этот базис наиболее устойчив к внешним шумам для любой системы близкой к термодинамическому равновесию и, следовательно, наиболее подходит для наблюдаемой динамики. Микроскопические корреляции соответствуют недиагональным элементам матрицы плотности и стремятся к нулю много быстрее, чем диагональные элементы при затухании излучения. (Иными словами, время декогеренции много меньше времени релаксации.) Однако пропускание через микромазер пучка возбужденных частиц приводит к сильному замедлению затухания

недиагональных элементов матрицы плотности (иными словами микрокорреляций) и отличному от нуля стационарному излучению.

Также в теории квантовых компьютеров разработаны методы активной защиты квантовых корреляций от декогеренции, способные поддерживать их сколь угодно долго, повторяя циклы активной квантовой коррекции ошибок (QUANTUM ERROR CORRECTION). Повторение кода в квантовой информации не возможно из-за теоремы о невозможности клонирования. Peter Shor первый нашел метод квантовой корректировки ошибок, перенося информацию с одного кубита на сильно-перепутанное состояние девяти кубитов [17].

б) В физике обычно макросостояние рассматривается как некая пассивная функция микросостояния. Однако можно рассмотреть случай, когда система сама наблюдает (измеряет) как свое макросостояние, так и макросостояние окружения, записывая результат наблюдения (измерения) в микроскопическую «память». Таким путем образуется обратная связь через макросостояния на микросостояние.

Примером таких очень сложных стационарных систем являются *живые системы*. Они находятся в состоянии очень далеко от термодинамического равновесия и крайне сложны. Они упорядочены, хоть эта упорядоченность сильно отличается от периодичности неживого кристалла. Низкоэнтропийное неравновесное состояние живого поддерживается за счет роста энтропии в окружении¹. Неравновесное состояние поддерживается за счет метаболизма – непрерывного потока вещества и энергии через живой организм. С другой стороны само это неравновесное состояние является катализатором метаболического процесса, т.е. создает и поддерживает его на необходимом уровне. Поскольку состояние живых систем является сильно неравновесным, оно может поддерживать и существующие неустойчивые корреляции, препятствуя процессу декогеренции и внешнего шума. Эти корреляции могут быть как между частями самой живой системы, так и между живой системой и другими (живыми или неживыми) системами. Если это происходит, то динамику живой системы можно отнести к непредсказуемой динамике. Несомненные успехи молекулярной биологии позволяют предсказать и описать многие черты динамики живых систем. Но нет никаких фактов, свидетельствующих, что она будет способна полностью описать всю сложность процессов в живой системе, даже с учетом ее дальнейших достижений.

Довольно трудно проанализировать реальные живые системы в рамках концепций идеальной, наблюдаемой и непредсказуемой динамик из-за их огромной сложности. Но возможно построить гораздо менее сложные математические модели. Это, например, неравновесные стационарные системы с метаболизмом. Это позволит понять возможную роль всех трех динамик для таких систем. Эти модели могут быть как квантовыми [11-12, 18-20, 35], так и классическими [7-9].

7) Описанными выше случаями не описывается все многообразие непредсказуемых динамик. Нахождение точных условий, при которых идеальная динамика переходит в наблюдаемую и непредсказуемую динамику – еще полностью не решенная задача для математики и физики. Также такой еще полностью не решенной проблемой (и, по-видимому, связанной с предыдущей задачей) является роль этих трех динамик в сложных стационарных системах. Решение этих проблем позволит глубже понять физические принципы, лежащие в основе жизни.

4. Синергетические модели глобальных корреляций, охватывающих всю вселенную.

¹ Так, например, растет энтропия Солнца, служащего источником энергии для жизни на Земле.

С помощью синергетических «игрушечных» моделей можно понять синхронистичность² (одновременность) причинно не связанных процессов [37], а также явление глобальных корреляций.

Глобальные корреляции Вселенной и определение живых систем, как систем, способствующих сохранению корреляций в противовес внешнему шуму, хорошо объясняет загадочное молчание КОСМОСА, т.е. отсутствие сигналов от других разумных миров. Вселенная произошла из единого центра (Большой Взрыв) и все ее части коррелированы, жизнь лишь поддерживает эти корреляции в локальном масштабе и существует на их основе. Поэтому процессы возникновения жизни в различных частях скоррелированы и находятся на одном уровне развития, т.е. сверхцивилизаций, способных достичь Земли, пока просто нет.

4.1 Системы с «обострением» (blow up)

Примером являются нестационарные системы с «обострением» (blow up) [6,22-25], рассмотренные школой Курдюмова. В этих процессах определяется некая функция на плоскости. Ее динамика описывается нелинейными уравнениями, подобными уравнению горения.

$$\partial \rho / \partial t = f(\rho) + \partial / \partial r (H(\rho) \partial \rho / \partial r), \quad (\text{II})$$

где ρ - плотность, $N = \int \rho dr$, r - пространственная координата, t - временная координата, $f(\rho)$, $H(\rho)$ - нелинейные связи.

$$f(\rho) \rightarrow \rho^\beta, \quad H(\rho) \rightarrow \rho^\sigma,$$

Эти уравнения имеют набор динамических решений, называемых решения с «обострением». Доказано существование явления локализации процессов в виде структур (при $\beta > \sigma + 1$), образование дискретного их спектра с разным числом простых структур (с одиночными максимумами разной интенсивности), объединенных в несколько типов сложных структур, которые имеют различные пространственные формы и несколько максимумов. Показано, что нелинейная диссипативная среда потенциально содержит в себе спектр таких различных структур-аттракторов. Пусть (r, φ) - полярные координаты.

$$\rho(r, \varphi, t) = g(t) \Theta_i(\xi, \varphi), \quad \xi = \frac{r}{\psi(t)}, \quad 1 < i < N$$

$$g(t) = \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^{-\frac{1}{\beta-1}}, \quad \psi(t) = \left(1 - \frac{t}{\tau}\right)^{\frac{\beta-\sigma-1}{\beta-1}}$$

Число собственных функций:

$$N = \frac{\beta - 1}{\beta - \sigma - 1}$$

Для этих решений значение функции может стремиться к бесконечности за *конечное* время τ . Интересно, что функция достигает бесконечности в максимумах в один и тот же момент времени, то есть синхронно. По мере приближения ко времени τ решение «сжимается», максимумы «обостряются» и движутся к общему центру. В момент 0.9τ система становится неустойчивой и разрушается флуктуациями начальных условий. При

² Валерий Исаков, кандидат механико-математических наук и лидер небольшой группы исследователей аномальных явлений рассказал газете "Комсомольская правда" о существовании некой статистической аномалии. После того как Исакову и его группе не удалось получить данные по отказам от полетов у российских авиакомпаний, ученые воспользовались западной статистикой. Как выяснилось, за последние 20 лет от рейсов, закончившихся катастрофами, отказывались на 18% больше пассажиров, чем от благополучных.

<http://kp.ru/daily/25707/908213/>; http://newsru.co.il/world/23jun2011/isakov_606.html

высокой корреляции в начальном условии можно уменьшать эти флуктуации до сколь угодно малой величины.

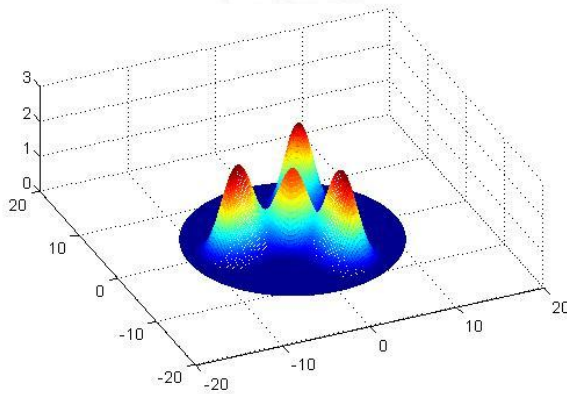


Рис. 1 Из [35]. Один из аттракторов уравнения горения в виде решения с «обострением».

С помощью таких моделей иллюстрируют рост населения (или уровня технического развития цивилизаций) в мегаполисах нашей планеты [25]. Точки максимума функции – это мегаполисы, а плотность населения – это значение самой функции.

Можно распространить эту модель на всю Вселенную. Тогда точки бесконечного роста – это цивилизации, а плотность населения цивилизаций (или уровня технического развития цивилизаций) – это значение самой функции. Для этого усложним модель. Пусть в момент, когда процесс начинает выходить на растущее асимптотическое решение происходит очень быстрое расширение («инфляция») плоскости, в которой протекает процесс с «обострением». Тем не менее, процессы достижения бесконечности остаются синхронными и описываются уравнением того же типа (лишь с измененным масштабом), несмотря на то, что максимумы уже разделены большим расстоянием.

Этой более сложной моделью можно качественно объяснить синхронность развития процессов в очень далеких частях нашей резко расширившейся Вселенной в результате «инфляция» после Большого Взрыва. Высокая степень глобальных корреляций уменьшает флуктуации, ведущие к распаду структуры решения. Эти глобальные корреляции моделируют взаимосвязанность частей нашей Вселенной.

Процессы с «обострением» появляются с необходимой полнотой и сложностью лишь при некотором узком наборе коэффициентов уравнения горения ($N \gg 1$, $\beta > \sigma + 1$, $\beta \approx \sigma + 1$ – это необходимо для возникновения структуры с большим числом максимумов и их медленному сближению к центру). Это позволяет провести аналогию с «антропным принципом» [26]. Антропный принцип утверждает, что фундаментальные постоянные Вселенной имеют именно такие значения, чтобы в итоге могла возникнуть именно наша наблюдаемая Вселенная с «антропными» существами, способными ее наблюдать.

Следует обратить внимание ещё на одно обстоятельство. Чтобы упорядоченное состояние в модели не распадалось при $t=0.9\tau$, а прожило как можно дольше, требуется тонкая настройка *не только параметров модели, но и начального состояния*. Это нужно, чтобы возникающие из него флуктуации не разрушали упорядоченность как можно дольше. И это наличие этого редкого эксклюзивного состояния также может быть объяснено антропным принципом.

4.2 «Клеточная» модель Вселенной.

Также интересно проиллюстрировать сложные процессы с помощью «клеточной» модели. Хорошей базой служат дискретная модель Хопфилда [27-28]. Эта модель может интерпретироваться как нейронная сеть с обратной связью или как спиновая решетка

(спиновое стекло) с неодинаковыми взаимодействиями между спинами. Подобная система используется для целей распознавания образов.

Эту систему можно описать как квадратную двухмерную решетку ячеек $N \times N$, которые могут быть либо черными, либо белыми ($S_i = \pm 1$). Коэффициенты линейного взаимодействия между ячейками J_{ij} неравны для разных пар ячеек. Их можно выбрать так, что в процессе дискретной эволюции подавляющее большинство начальных состояний переходит в одно из возможных конечных состояний, из заранее заданного набора состояний (аттракторов).

$$S_i(t+1) = \text{sign} \left[\sum_{j=1}^N J_{ij} S_j(t) \right], \quad 1 \leq i \leq N$$

$$J_{ij} = J_{ji}, \quad J_{kk} = 0 \quad 1 \leq i, j, k \leq N$$

Аттракторы соответствуют минимуму энергии:

$$E = -\frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N J_{ij} S_i S_j$$

Пусть аттракторами решетки выбраны буквы А или В.

Существуют такие начальные неустойчивые состояния, которые отличаются лишь на одну ячейку (*критический элемент*). При этом одно из них имеет в качестве аттрактора состояние А, а другое – состояние В. Подобные неустойчивые начальные состояния хорошо иллюстрирует свойство *глобальной неустойчивости* сложных систем. Эта неустойчивость присуща всей системе в целом, а не какой-то ее части. Лишь некий внешний наблюдатель может привести к изменению значения критического элемента и изменить эволюцию системы. Внутренняя динамика самой системы сделать это не может. *Глобальная корреляция* между ячейками неустойчивого начального состояния определяет к какому именно аттрактору эволюционирует эта решетка (либо А, либо В).

Можно несколько усложнить модель. Пусть каждая ячейка в описанной выше решетке сама является аналогичной подрешеткой. Определим эволюцию такой составной решетки, идущей в два этапа.

На первом этапе крупные ячейки не взаимодействуют, взаимодействие есть лишь в подрешетках, которое идет по тому же образцу, что и в описанной выше простой одноэтапной модели. Коэффициенты линейного взаимодействия между ячейками выбраны так, чтобы аттракторами, как и ранее, были буква А или В. Начальные состояния всех подрешеток можно выбрать неустойчивыми, содержащими критический элемент. Итоговое состояние А подрешетки будем воспринимать как черную ячейку для крупной решетки, а состояние В подрешетки будем воспринимать как белую ячейку.

Второй этап эволюции определяется как эволюция уже этой крупной решетки по тому же образцу, что и в описанной выше простой одноэтапной модели, с получившимся выше начальным состоянием. Это начальное состояние, возникающее на первом этапе, тоже является неустойчивым, содержащее критический элемент. В конце эволюции каждой черной ячейке присвоим состояние А подрешетки, каждой белой ячейке присвоим состояние В подрешетки.

Начальное состояние решетки до начала двухэтапного процесса всегда можно выбрать так, чтобы после него итоговым состоянием крупнозернистой решетки была буква А. Состоянию каждой ее крупной ячейки тоже соответствует буква А. Назовем это состояние «А-А». Тогда наличие именно такого, а не иного финального состояния можно объяснить:

- а) глобальными корреляциями неустойчивого начального состояния

б) конкретным выбором всех коэффициентов взаимодействия между ячейками. Усложним модель еще более. По аналогии с вышеописанным, сделаем ее решетку не двухуровневой, а трехуровневой, а процесс вместо двухэтапного трехэтапным. Итоговым состоянием будет «А-А-А».

Будем считать, что до начала описанного выше трехэтапного процесса, наша крупнозернистая решетка занимала очень малую область физического пространства, но в результате расширения («инфляции») расширилась до больших размеров, после чего и начался описанный выше трехэтапный процесс. Тогда наличие коррелированного неустойчивого начального состояния составной решетки, приводящего именно к итоговому состоянию «А-А-А» можно объяснить тем, что до «инфляции» все ячейки находились близко друг от друга.

Всю эту крупнозернистую решетку в целом можно сравнить с нашей «Вселенной». Ее самые мелкие подрешетки можно сравнить с «разумными организмами». Отсутствие их взаимодействия с окружением до формирования итогового состояния «А» – эквивалентно их защите от внешнего шума (активно или пассивно) своих внутренних корреляций. Решетки второго уровня в состоянии «А-А» соответствуют «цивилизациям», которые формируют образовавшиеся «разумные организмы» на втором этапе. На третьем этапе из «цивилизаций» формируется «сверхцивилизация» «А-А-А».

Тогда глобальные корреляции неустойчивых начальных состояний решеток могут служить аналогами возможных глобальных корреляций неустойчивого начального состояния нашей Вселенной, возникшего до ее инфляции. Коэффициенты взаимодействия ячеек соответствуют фундаментальным константам. Начальный процесс расширения решетки, до её трехэтапной эволюции, соответствует Большому Взрыву. Специфический выбор коэффициентов взаимодействия ячеек, приводящий к итоговой асимптотике (состоянию «А-А-А»), и начальные корреляции можно объяснить по аналогии с «антропным принципом». Антропный принцип утверждает, что фундаментальные постоянные Вселенной имеют именно такие значения, чтобы в итоге могла возникнуть именно наша наблюдаемая Вселенная с «антропными» существами, способными ее наблюдать.

5. Выводы

В статье рассмотрен феномен существования непредсказуемых сложных систем (включающих живые системы).

Показано, что хотя существование таких систем, казалось бы, противоречит закону роста энтропии, на самом деле не приводит к действительному противоречию с ним. На самом деле, существование таких систем в реальном мире требует крайне специфических граничных условий. Затраты энтропии на создание таких условий в реальном окружающем мире намного превышают уменьшение энтропии, наблюдающееся внутри таких систем.

Продемонстрирована возможность доказательства для таких систем теоремы Гёделевского типа, о том что редукционизм (состоящий в сводимости поведения сложной системы к фундаментальным законам физики) не противоречит существованию принципиальной эмерджентности (существованию принципиальной непредсказуемости поведения сложных систем на основе фундаментальных законов физики, не вытекающей лишь из сложности таких систем).

Показано, что эта непредсказуемость тесно связана с существованием сложных корреляций как внутри этих сложных систем, так и с окружающим миром. Построены простые математические модели, иллюстрирующие принципиальную возможность существования таких корреляций.

Библиография.

1. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic “The Universal Arrow of Time I: Classical mechanics”, arXiv:1011.4173
2. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time II: Quantum mechanics case” arXiv:1106.6160
3. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time III: Nonquantum gravitation theory” arXiv:1107.0144
4. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time IV: Quantum gravitation theory” arXiv:1107.0144
5. Getling, A.V. *Rayleigh-Benard Convection: Structures and Dynamics*, World Scientific Publishing Company, Library Binding, Incorporated, 1997, 250 pages
6. Samarskii, A.A.; Galaktionov, V.A.; Kurdyumov, S.P.; Mikhailov, A.P. *Blow-up in Quasilinear Parabolic Equations*, Walter de Gruyter, Berlin, 1995.
7. Siegelmann, H.T. *Neural Network and Analog Computation: Beyond the Turing Limit*, Birkhauser, 1998
8. Calude, C.S., Paun, G. Bio-steps beyond Turing, *BioSystems*, 2004, v 77, 175-194
9. Nicolas H. Vöelcker; Kevin M. Guckian; Alan Saghatelian; M. Reza Ghadiri Sequence-addressable DNA Logic, *Small*, **2008**, Volume 4, Issue 4, Pages 427 – 431
10. Malinetskii, G.G. *Mathematical basis of synergetics*, LKI, Moscow, 2007 (in Russian)
11. Roger Penrose, *The Emperor’s New Mind*, Oxford University Press, New York, NY, USA 1989
12. Roger Penrose, *Shadows of the Mind*, Oxford University Press, New York, NY, USA 1994
13. Schulman, L.S., *Phys. Rev. Lett.* **83**, 5419 (1999).
14. Schulman, L.S., *Entropy* 7[4], 208 (2005)
15. Valiev K.A., Kokin A.A., *Quantum computers: Expectations and Reality*, Izhevsk, RKhD, 2004
16. Introduction to quantum computation and information, eds. Hoi-Kwong Lo, Sandu Popescu, Tim Spiller, Word Scientific Publishing (1998)
17. The micromaser spectrum, Marlan O. Scully, H. Walther, *Phys. Rev. A* 44, 5992–5996 (1991)
18. Peter W. Shor, “Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory”, *Phys. Rev. A* 52, R2493–R2496 (1995)
19. George Musser, Easy Go, Easy Come. (How Noise Can Help Quantum Entanglement), *Scientific American Magazine*, **2009**, November
<http://www.scientificamerican.com/sciammag/?contents=2009-11>
20. Michael Moyer, Chlorophyll Power. (Quantum Entanglement, Photosynthesis and Better Solar Cells), *Scientific American Magazine*, **2009**, September
<http://www.scientificamerican.com/article.cfm?id=quantum-entanglement-and-photo>
21. Jianming Cai; Sandu Popescu; Hans J. Briegel *Dynamic entanglement in oscillating molecules and potential biological implications*, *Phys. Rev. E* 82, 021921 (2010)
<http://arxiv.org/abs/0809.4906>
22. Licata, I. ; Sakaji, A. Eds. *Physics of Emergence and Organization*, World Scientific, 2008
23. paper: Ignazio Licata, *Emergence and Computation at the Edge of Classical and Quantum Systems*
24. Helena N. Knyazeva, Kurdyumov S.P., “ Foundations of synergetics ”, part1, Moscow, “KomKniga”, 2005 in Russian
25. Helena N. Knyazeva; Kurdyumov, S.P. *Foundations of synergetics, part2*, KomKniga, Moscow, 2006-2007 (in Russian)
26. Samarskii, A.A.; Galaktionov, V.A.; Kurdyumov, S.P.; Mikhailov, A.P. *Blow-up in Quasilinear Parabolic Equations*, Walter de Gruyter, Berlin, 1995

25. Kapitza, S.P.; Kurdyumov, S.P.; Malinetskii, G.G. *Synergetics and Prognoses of the Future*, Nauka Publishers, Moscow, 1997 (in Russian).
26. Hogan, J. Why the Universe is Just So, *Rev.Mod.Phys.*, **2000**, 72 ([Arxiv: astro-ph/9909295](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9909295))
27. Malinetskii, G.G. *Mathimatical basis of synergetics*, LKI, Moscow, 2007 (in Russian)
28. Hopfield, J. J. Neural networks and physical systems with emergent collective computational abilities, *Proceedings of National Academy of Sciences*, **1982**, April, vol. 79, no. 8, pp. 2554–2558. PNAS Reprint (Abstract) PNAS Reprint (PDF)
29. Hrvoje Nikolic, “Closed timelike curves, superluminal signals, and "free will" in universal quantum mechanics”, arXiv:1006.0338
30. O. Kupervasser, arXiv:0911.2076.
31. O. Kupervasser, D. Laikov, arXiv:0911.2610
32. O. Kupervasser, nlin/0508025
33. O. Kupervasser, nlin/0407033
34. Nikolsky I.M. Investigation of a spectrum of the many-dimensional dissipative structures developing in a regime with blow-up.//the Proceedings of the international conference Lomonosov-2005, Moscow, 2005, P.45-46
35. V Capek and T Mancal, «Phonon mode cooperating with a particle serving as a Maxwell gate and rectifier», *J. Phys. A: Math. Gen.*, V.35, N. 9 (2002)
36. Karl Popper *Logik der Forschung*, 1934 (*The Logic of Scientific Discovery*, English translation 1959)
37. Jung, *On Synchronicity (in Man and Time)*, Papers from the Eranos Yearbooks.3, NY and London, 1957
38. L.M. Martyushev L.M., Seleznev V.D. Maximum entropy production principle in physics, chemistry and biology. *Physics Reports*. 2006. Vol.426, (1). P.1-45.
39. J. Miguel Rubi, "Does Nature Break the Second Law of Thermodynamics?", *Scientific American Magazine*, Oct 28, 2008, P. 66
<http://www.scientificamerican.com/article.cfm?id=how-nature-breaks-the-second-law>

Часть 6. Универсальная стрела времени: Будущее искусственного интеллекта - искусство, а не наука или Практическое применение непредсказуемых систем

0. Аннотация: Разрешение парадокса непредсказуемости – Непредсказуемый не означает неуправляемый или не контролируемый.

Рассматриваются перспективы развития искусственного интеллекта (ИИ). Показывается, что разработка ИИ в будущем будет ближе к искусству, чем науке. Основой систем ИИ будут сложные диссипативные системы, поведение которых будет невозможно до конца понять даже в принципе. Тем не менее, это не будет препятствием для их практического использования.

1. Введение

Сейчас во всем мире активно развиваются технологии, связанные с построением систем искусственного интеллекта (ИИ). В этой статье хотелось бы обсудить не тактические, а стратегические задачи этого процесса. Сейчас не так много интересных работ на эту тему, хотя они и имеются [1]. Это связано с тем, что большинство серьезных специалистов занято решением именно тактических задач и часто не задумываются о более далеких перспективах. Однако не такова была ситуация на заре зарождения кибернетики. Тогда эти вопросы активно обсуждались. Поэтому мы построим нашу статью на обзоре задач кибернетики, как они виделись участникам симпозиума в 1961 году [2]. Мы постараемся дать обзор этих перспектив с точки зрения современной физической и кибернетической науки и ее последних достижений.

2. Анализ проблем.

Главное стратегическое направление в 1961 было задано лекцией Бира «На пути к кибернетическому предприятию». В ней он видит систему управления как некий черный ящик с огромным количеством внутренних состояний. В зависимости от внутреннего состояния черный ящик осуществляет разные функции, связывающие его вход и выход. Среди всех этих функций ищется некая функция, оптимально реализующая его работу, согласно некоторым критериям оптимальности. Организуется обратная связь между выходом предприятия и внутренним состоянием черного ящика, обеспечивающая оптимальность поиска.

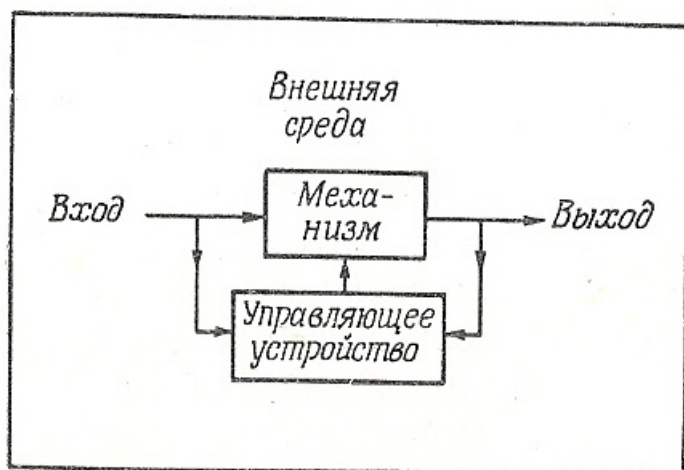


Рис. 1 Схематическое изображение управления механизмом (предприятием).

Тут возникают три трудности:

- 1) Понятно, что число внутренних состояний такого черного ящика должно огромно, чтобы обеспечить реализацию всех возможных функций. Для этого автор предлагает использовать некая глыба вещества, обладающий огромным числом внутренних состояний на атомарном уровне. Это нечто, вроде, например, коллоидной системы Гордона Паска, осуществляющее обращение матриц астрономического порядка.
- 2) Пространство поиска такого ящика огромно и перебор всех возможных внутренних состояний за разумное время не реален. Поэтому необходима стратегия, позволяющая находить пусть не самые оптимальные решения, но, по крайней мере, «хорошие». Такой стратегией в настоящее время считается «генетический алгоритм» [3], снабженный случайным генератором. Также

используются метод эвристик. [4] Это набор эмпирических рецептов поиска оптимального внутреннего состояния. Они либо находятся из предыдущего опыта, либо заранее заданы внешним экспертом.

- 3) Критерии оптимальности не всегда можно четко сформулировать. Поэтому «целью» такого ящика можно сделать просто физическое «выживание». Тогда подобные критерии он будет искать сам. Либо, его действиям будет давать оценку некий внешний эксперт.

В указанных решениях проблем есть одна очень принципиальная трудность. Пусть наш черный ящик имеет n бинарных входов и один бинарный выход. Тогда число всех

возможных внутренних состояний ящика 2^{2^n} . Насколько велико это число? Ответ дает Виллис «Область реализуемых функций для сложных систем» Проведенный им физический расчет, показывающий, что всех молекул Земли достаточно лишь для реализации черного ящика с максимум $n=155$. Здесь не имеет смысла воспроизводить его расчет. Современная физика дает точный метод подсчета для верхней границы плотности хранения информации через энтропию черной дыры соответствующей массы [25]. (Ее правда проблематично извлечь из-за информационного парадокса.) Ответ, однако, вряд ли будет более утешительным. Понятно, что такого количества входов не достаточно для управления сложными системами. Отсюда следует, что количество возможных функций, реализуемым ящиком, должно быть неким подмножеством всех возможных функций. Как же выбрать это подмножество?

Сейчас активно развиваются методы, основанные на нейронных сетях [26] или нечеткой логике [27]. Они позволяют легко реализовать многие «интуитивные» алгоритмы, которые использует человек. Кроме того, для них существуют хорошо разработанные методы обучения или самообучения. Однако для обоих методов показано, что любая возможная функция реализуема этими методами. С одной стороны это хорошо, поскольку доказывает их универсальность. С другой стороны это плохо, поскольку эта избыточность не позволяют нам снизить пространство поиска черного ящика.

В своей лекции Виллис предлагает решение, которое актуально и поныне. Он предлагает использовать подмножество всех функций n переменных, которое реализуется комбинацией p функций k переменных, где

$$p \ll 2^n \tag{1}$$

$$k \ll n \tag{2}$$

Этот класс достаточно мал, чтобы его можно было реализовать.

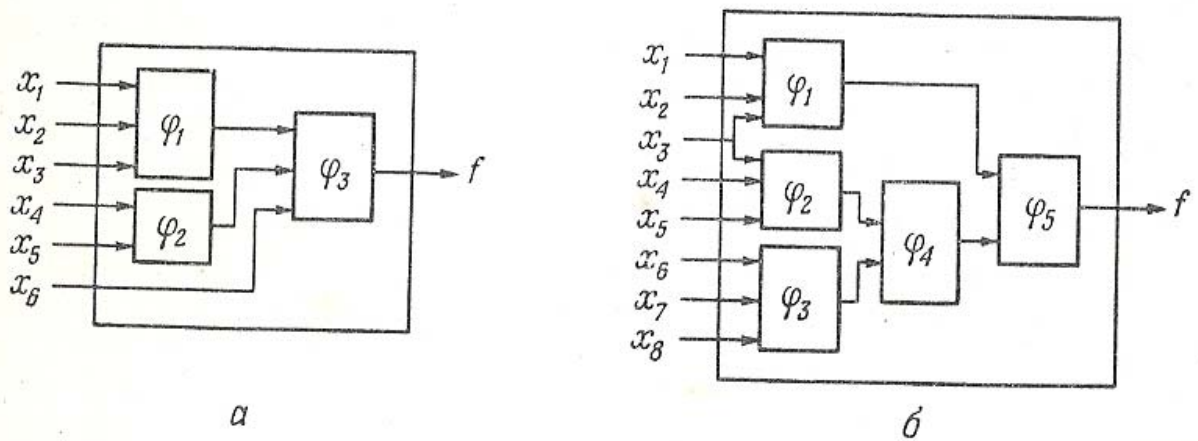


Рис. 2 Точное разложение переключательных функций на функции с меньшим числом переменных.

а) $n=6, p=3, k=3$

б) $n=8, p=5, k=3$

Для широкого класса задач это решение приемлемо. Например, нейронная сеть использовалась для распознавания цифр, высвечиваемых на экране [28]. Экран разбивался на ячейки (пиксели). Ячейка могла быть черной или белой. При этом ячейки разбивались на группы близлежащих ячеек (k -ячеек). Каждая группа поступала на вход сети с одним выходом. Эти выходы группировались также в k ближайших групп, которые подавались на входы сетей и т.д. В итоге имелись лишь 10 выходов, которые и давали результат классификации. Указанная сеть учитывает ограничения связанные с «локальностью» нашего мира.

Но можно вводить и иные критерии ограничивающие пространство поиска того же типа, но менее жесткие. Например, сохранив условие (1), не использовать условие (2), а создать ограничение на тип используемых функций, создать некую «библиотеку» полезных функций.

Например, для существующей области распознавания изображений такой набор функций уже существует – это программные пакеты функций для обработки изображений сосредоточенные в таких пакетах, как Matlab [29]. Комбинируя эти функции, можно создать массу полезных признаков для распознавания. Причем подбирать эти суперпозиции функций можно не случайным перебором генетического алгоритма, а используя человеческую интуицию: человек может комбинировать эти функции так, чтобы они воспроизводили некий интуитивно ощущаемый признак объекта, который человек сам не может математически точно определить. Это человеко-машинные системы поиска.

Следует отметить, что как создание подобных «библиотек», так и человеко-машинный поиск – это не алгоритмизируемые процессы. Они опираются на человеческую интуицию. Именно поэтому мы считаем, что искусственный интеллект ближе к искусству, чем к науке.

Разберем проблемы, которыми страдает этот подход.

- 1) Те ограничения («библиотеки»), которые мы задаем на внутренние состояния ящика, создаются человеком. Это делает этот процесс трудоемким и ограниченным интуицией человека.
- 2) и человеко-машинный поиск, более эффективный, чем генетический алгоритм, но страдает теми же недостатками, что и описано выше.

Перейдем к следующему докладу, который, кажется, наиболее пророческий и даёт путь к решению этих проблем: Цопф «Отношение и контекст».

Главная его мысль заключается в том, что для поиска эффективных систем искусственного интеллекта мы должны обратиться не к математическим научным абстракциям, а к свойствам подобных систем в окружающем мире – живым адаптивным системам. Какие их свойства позволяют им преодолеть указанные выше ограничения и проблемы?

Самое главное их свойство заключается в том, что подобные системы не являются, как черный ящик, неким внешним объектом по отношению к окружающему миру. Они неразрывно связаны с ним. (Так, Цопф подчеркивает, что признаки, используемые для распознавания объекта, или даже сам «код» нейронов мозга (сознание) являются контекстно-зависимыми. Это значит, что они зависят не только от внутреннего состояния объекта или мозга, но также и его внешнего окружения.) Это объясняет эффективность ограничений на реализуемые внутренние состояния адаптивных систем. Им не нужно придумывать свою «библиотеку» функций – она дана им во многом от рождения. Поскольку эти системы произошли из окружающего мира и связаны с ним уже при рождении множеством незримых связей, эта «библиотека» весьма эффективна и оптимальна. То же самое относится и к алгоритмам адаптации – в отличие от «генетических алгоритмов» они уже оптимально подстроены под окружающий мир, что избавляет от перебора массы ненужных вариантов. Более того сами «цели» адаптивных систем не задаются кем-то извне. Они во многом уже подстроены под их алгоритмы поиска и ограничения окружающего мира.

Мы часто воспринимаем события в окружающем нас мире как набор независимых, случайных явлений. На самом деле, этот мир скорее напоминает сложнейший механизм, пронизанный множеством сложных связей. («Случайности не бывают случайными») Мы не можем наблюдать всю полноту этих связей. Во-первых, поскольку мы являемся лишь малой частью этого мира, то наших внутренних состояний не достаточно, чтобы отобразить всю его сложность. Во-вторых, мы неизбежно взаимодействуем с окружающим миром и влияем на него в процессе наблюдения. Современная физика утверждает, что это взаимодействие не может быть в принципе сведено к нулю [6-12]. Чтобы промоделировать и учесть это влияние нам нужно отображать внутри себя не только внешний мир, но и самих себя! Такое самонаблюдение невозможно *провести в полной мере в принципе*, при любой нашей степени внутренней сложности. Введение физических макропеременных лишь снижает остроту проблемы, но не решает ее.

Тем не менее, как уже говорилось выше, за счет того, что мы являемся частью этого мира, связаны с ним множеством связей, мы способны на столь эффективное поведение, как будто способны эффективно всё предвидеть и рассчитать. Это свойство адаптивных живых систем можно назвать *сверхинтуицией*³ [13]. Оно значительно превышает адаптивные свойства любого черного ящика, разработанного чисто научными методами.

³"Еще в 1958 году американский социолог Джеймс Стаунтон проанализировал более 200 железнодорожных аварий за предшествовавшие 30 лет. Оказалось, что поезда, закончившие свой путь трагически, в среднем были заполнены на 61% от максимально возможного числа пассажиров, тогда как в благополучные поездки отправлялись не менее 76%" [Stephen King, "The Stand" \(1990\)](#)

Валерий Исаков, кандидат механико-математических наук и лидер небольшой группы исследователей аномальных явлений рассказал газете "Комсомольская правда" о существовании некой статистической аномалии. После того как Исакову и его группе не удалось получить данные по отказам от полетов у российских авиакомпаний, ученые воспользовались западной статистикой. Как выяснилось, за последние 20 лет от рейсов, закончившихся катастрофами, отказывались на 18% больше пассажиров, чем от благополучных.

<http://kp.ru/daily/25707/908213/>; http://newsru.co.il/world/23jun2011/isakov_606.html

Следовательно, нам стоит строить наши будущие системы ИИ тоже на основе некоторых подобных «физических» адаптивных систем, обладающих сверхинтуицией. Дадим здесь список свойств таких систем [9-10,17-18].

- 1) Случайный генератор подобных систем (делающий выбор внутреннего состояния) не должен генерировать просто случайные числа. Подобные числа должны находиться в сильной связи (корреляции) как с окружающим миром, так и с внутренним состоянием системы ИИ, обеспечивая сверхинтуицию.
- 2) Внутренне состояние системы должно быть сложным. Оно должно быть не равновесным, а стационарным. Т.е. оно должно соответствовать динамическому равновесию, подобно водяной стене, падающего водопада. Оно должно быть или коррелированным и слабоустойчивым (даже с элементами хаоса) для систем классической механики, или когерентным квантовым для квантовой механики. Подобные системы способны поддерживать долгое время сложные корреляции между своими частями и между собой и внешним миром.
- 3) Внутреннее состояние система должно быть закрыто от внешнего наблюдения. Это достигается, во-первых, за счет высокой внутренней сложности системы. Во-вторых, система должна сильно менять свое внутренне состояние и поведение при попытке внешнего наблюдения. Этим свойством обладают как слабоустойчивые классические системы (близкие к хаосу), так и квантовые когерентные системы.
- 4) Система должна быть сильно защищена от внешнего теплового шума (декогеренции).
- 5) Система должна поддерживать свое классическое неустойчивое или когерентное квантовое состояние и защищаться от внешнего теплового шума не столько пассивно, сколько активно. Т.е. это не должен быть твердый панцирь или низкие температуры. Скорее это должен быть активный метаболический процесс. Система должна находиться в стационарном динамическом равновесии, а не термодинамическом равновесии. Так вертикальная стена воды в водопаде поддерживается за счет постоянного её притока извне.
- 6) Главной целью подобных систем должно быть их «выживание».

Для того чтобы использовать подобные системы, нам не нужно детально знать их внутреннее состояние и алгоритмы работы, которые они установят при взаимодействии с окружающим миром. Более того, пытаясь сделать это, мы будем сильно рисковать нарушить их нормальную работу. Мы должны лишь озаботиться, чтобы цели, которые они преследуют для своего «выживания», совпадали с нужными нам задачами.

Мы видим, что в создании таких систем физика становится необходимой для создания кибернетических систем ИИ. Имеются ли сейчас прообразы подобных систем? Многие описанные черты присущи квантовым компьютерам [19-20, 24] и их классическим аналогам – классическим неустойчивым компьютерам [14] и молекулярным компьютерам [16]. Кроме того, имеется много литературы, где «на бумаге» строятся синергетические системы, моделирующие указанные выше свойства живых систем. В квантовой области это [21-23,30-32], а для классических неустойчивых систем [15].

Тут перед нами возникает две проблемы.

- 1) Какие объекты, из описанных выше, будут наилучшим образом подходить для создания таких систем ИИ?
- 2) Какие цели, необходимые для «выживания» этих систем, нам нужно поставить, чтобы они совпадали с нашими задачами?

Решение обеих этих задач является неалгоритмизуемым творческим процессом, что опять сближает ИИ скорее с искусством, чем наукой. Действительно, зачастую мы не сможем даже знать, как устроены подобные системы внутри. Мы сможем наложить на них лишь

нужные нам ограничения. Да и собственные цели и задачи мы часто не способны сами понять и четко сформулировать. Без всех этих знаний наука бессильна и создание подобных систем будет скорее сродни написанию музыки или рисованию картин. Лишь «кисточки» и «холст» даст нам наука.

Смогут ли всю эту работу выполнить за нас те же системы ИИ? Но если относительно первой задачи такие шансы есть, то вторая из этих целей вообще не может быть выполнена без нас. Ибо кто лучше нас знает, что мы хотим? Кроме того, обе эти задачи взаимосвязаны. Поэтому человеку всегда будет, чем заняться, как бы ни мощны были наши «умные помощники».

3. Выводы.

Рассмотрены перспективы развития искусственного интеллекта (ИИ). Показано, что разработка ИИ в будущем будет ближе к искусству, чем науке. Основой систем ИИ будут сложные диссипативные системы, поведение которых будет невозможно до конца понять даже в принципе. Тем не менее, это не будет препятствием для их практического использования. Но за человеком неизбежно сохраниться важная роль. Полностью исключить его из процесса невозможно

Библиография.

1. Nick Bostrom «HOW LONG BEFORE SUPERINTELLIGENCE? » [Originally published in Int. Jour. of Future Studies, 1998, vol. 2] , [Reprinted in Linguistic and Philosophical Investigations, 2006, Vol. 5, No. 1, pp. 11-30.]
<http://www.nickbostrom.com/superintelligence.html>
2. Principles of self-organisation: Transactions of the University of Illinois, Symposium on Self-Organization, June 8–9, 1961, eds. Foerster H.V., Zopf G.W. Oxford: Pergamon Press (1962)
3. Fogel, David B. (2000). *Evolutionary Computation: Towards a New Philosophy of Machine Intelligence*. New York: IEEE Press. pp. 140.
4. D.A. Pospelov, SEMIOTIC MODELS IN ARTIFICIAL INTELLIGENCE PROBLEMS, International Joint Conference on Artificial Intelligence, TBILISI GEORGIA, USSR, V. 1&2,P.65 (1975)
<http://ijcai.org/Past%20Proceedings/IJCAI-75-VOL-1&2/PDF/010.pdf>
5. Oleg Kupervasser, Hrvoje Nikolic, Vinko Zlatic “The Universal Arrow of Time I: Classical mechanics” , arXiv:1011.4173
6. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time II: Quantum mechanics case” arXiv:1106.6160
7. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time III: Nonquantum gravitation theory” arXiv:1107.0144
8. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time IV: Quantum gravitation theory” arXiv:1107.0144
9. Oleg Kupervasser “The Universal Arrow of Time V: Unpredictable dynamics” arXiv: 1107.1476
10. O. Kupervasser, arXiv:0911.2076.
11. O. Kupervasser, nlin/0508025
12. O. Kupervasser, nlin/0407033
13. Michael B. Mensky, *Consciousness and Quantum Mechanics: Life in Parallel Worlds. Miracles of Consciousness from Quantum Reality*, Imperial college press, P. 250 (2010)

14. Siegelmann, H.T. Neural Network and Analog Computation: Beyond the Turing Limit, Birkhauser, 1998
15. Calude, C.S., Paun, G. Bio-steps beyond Turing, BioSystems, 2004, v 77, 175-194
16. Nicolas H. Vöelcker; Kevin M. Guckian; Alan Saghatelian; M. Reza Ghadiri Sequence-addressable DNA Logic, Small, **2008**, Volume 4, Issue 4, Pages 427 – 431
17. Licata, I. ; Sakaji, A. Eds. Physics of Emergence and Organization, World Scientific, 2008 paper: Ignazio Licata, Emergence and Computation at the Edge of Classical and Quantum Systems
18. Hrvoje Nikolic, “Closed timelike curves, superluminal signals, and "free will" in universal quantum mechanics”, [arXiv:1006.0338](https://arxiv.org/abs/1006.0338)
19. Valiev K.A., Kokin A.A., Quantum computers: Expectations and Reality, Izhevsk, RKhD, 2004
20. Introduction to quantum computation and information, eds. Hoi-Kwong Lo, Sandu Popescu, Tim Spiller, Word Scientific Publishing (1998)
21. George Musser, Easy Go, Easy Come. (How Noise Can Help Quantum Entanglement), Scientific American Magazine, **2009**, November
<http://www.scientificamerican.com/sciammag/?contents=2009-11>
22. Michael Moyer, Chlorophyll Power. (Quantum Entanglement, Photosynthesis and Better Solar Cells), Scientific American Magazine, **2009**, September
<http://www.scientificamerican.com/article.cfm?id=quantum-entanglement-and-photo>
23. Jianming Cai; Sandu Popescu; Hans J. Briegel “Dynamic entanglement in oscillating molecules and potential biological implications”, Phys. Rev. E 82, 021921 (2010)
<http://arxiv.org/abs/0809.4906>
24. Peter W. Shor, “Scheme for reducing decoherence in quantum computer memory”, Phys. Rev. A 52, R2493–R2496 (1995)
25. Seth Lloyd , “Ultimate physical limits to computation” , NATURE, VOL 406, P.1047-1054, (2000)
26. Lawrence, Jeanette “Introduction to Neural Networks”, California Scientific Software Press (1994)
27. Von Altrock, Constantin “Fuzzy logic and NeuroFuzzy applications explained”. Upper Saddle River, NJ: Prentice Hall PTR, (1995).
28. Yuchun Lee, “Handwritten digit recognition using k nearest-neighbor, radial-basis function, and backpropagation neural networks”, Journal Neural Computation, Volume 3 Issue 3, (1991)
29. Gonzalez, “Digital Image Processing Using MATLAB”, Woods, and Eddins Prentice Hall (2004)
30. Roger Penrose, “The Emperor’s New Mind”, Oxford University Press, New York, NY, USA 1989
31. Roger Penrose, “Shadows of the Mind”, Oxford University Press, New York, NY, USA 1994
32. V. Čápek and T. Mancal, «Phonon mode cooperating with a particle serving as a Maxwell gate and rectifier», J. Phys. A: Math. Gen., V.35, N. 9 (2002)

Благодарности

Я благодарю Hrvoje Nikolic и Vinko Zlatic за обсуждения и дискуссии, которые очень помогли при написании этой статьи. Первая часть этого эссе написана на основе нашей совместной статьи [arXiv:1011.4173](https://arxiv.org/abs/1011.4173).