

УДК 539.142+576

Л. А. Потт**МИТОЗ И МЕЙОЗ – ВЕТВЛЕНИЯ ЕДИНОГО
КИНЕТИЧЕСКОГО ПРОЦЕССА**

Два вида клеточного деления живого организма инициируются единым квантовым механизмом, в котором число частиц не является интегралом движения.

Как известно, клеточное деление живого организма происходит двумя путями: митотическим и мейотическим (см., например, [1]). Но если в процессе митоза дочерние клетки способны к дальнейшему делению, то в клетках, образовавшихся в результате мейоза (зрелые гаметы), больше не происходит (до оплодотворения) ни митотических, ни мейотических делений. Процессы принципиально различаются по своим конечным результатам. При этом соблюдается строгая регуляция (отбор) исходных клеток, побуждаемых к митозу или мейозу (см. [2]).

И митоз и мейоз представляют собой непрерывные кинетические процессы. Хотя в митозе различают отдельные четыре фазы (в известном смысле искусственное подразделение), между ними нет временных интервалов. В свою очередь между двумя митозами, считается, имеет место стадия покоя, но этот покой ложный. Именно на этой по существу самой активной стадии и происходит наиболее загадочный процесс репликации хромосом (их удвоений).

Мейоз состоит из двух последовательных и более быстрых по времени клеточных делений (первое и второе мейотические деления). В каждом из них также различают четыре фазы. И в этом случае удвоение (репликация) хромосомы происходит опять-таки до начала мейоза. В этом общность обоих кинетических процессов.

Цель настоящей работы показать, что митоз и мейоз являются в основе своей разветвлениями единого кинетического механизма, предопределяемого последовательным ядерным возбуждением и распадом молекулы нуклеиновой кислоты (ДНК), которые в свою очередь определяют поведение хромосом в целом.

Хотя механизм удвоения (репликации) двухспиральной молекулы ДНК (модель Уотсона-Крика) – процессов с участием нуклеиновых кислот (равно и транскрипции и трансляции) – сопрягается с процессами, в которых участвуют многочисленные присоединенные к ДНК ферменты и так называемые регуляторные белки (см. [3]), первоначальная (основополагающая) сторона его обязана специфическим ядерным переходам. Именно последние приводят сначала к расплетению молекулы ДНК, а затем и к самому факту репликации.

Существующую точку зрения, что после расплетения молекулы ДНК на ней – как на матрице – за счет окружающей среды из белков синтезируется дочерняя молекула – ее копия, вряд ли можно считать удовлетворительной, так как она не дает указаний для построения последовательной теории. Расплетение и удвоение молекулы образуют единый связанный процесс со строгой временной регламентацией. Объяснение всего этого требует нового подхода. Возможно, в живой природе физика встречает ранее неизвестные ядерные процессы. Рассмотрим обоснование и следствия такого утверждения.

Ниже речь пойдет о квантово-механической модели, способной объяснить процесс репликации (спонтанного удвоения) молекулы. Но прежде чем

перейти к ее описанию, сделаем несколько общих заключений, касающихся генезиса предлагаемого подхода.

Допустим, что располагаем набором $3N$ функций, разбитых на тройки:

$$\xi_k = f(p_{1k}), \quad \eta_k = f(p_{2k}), \quad \zeta_k = f(p_{3k}), \quad k = 1, 2, \dots, N. \quad (1)$$

Символически каждую такую тройку обозначим через Q_k . Если все переменные p_{ik} одинаковые и имеют смысл времени, то физическая закономерность, отраженная в указанном наборе функций, может быть представлена в виде $Q_k[\xi_k(p, p_0, \xi_{k0}, \xi_{k0}), \dots]$ и соответственно набора интегралов движения $\Phi(Q_k, \dot{Q}_k) = 0$. Независимость от начальных условий, как более общая закономерность, приводит к существованию дифференциальных уравнений второго порядка (классическая механика).

Рассмотрим теперь другую возможность: указанный набор функций представляется через одну общую производящую функцию, имеющую смысл плотности дифференциального распределения для совокупности N частиц $f(q_1, \dots, q_N)$. В свою очередь последняя может быть квадратом модуля комплексной функции (волновой функции в квантовой механике). С помощью f можно образовать $N - 1$ новых функций, имеющих смысл унарной, бинарной, тернарной и т. д. функций распределения. Унарная функция

$$f_1(q_1) = \int \dots \int_V |\psi|^2 dq_2 \dots dq_N, \quad (2)$$

где радиус-вектор частицы $\mathbf{q}(\xi, \eta, \zeta)$ зависит от трех координат. Через унарную функцию образуем три новые функции:

$$f_{1\xi}(\xi_1) = \iint_{-\infty}^{\infty} f_1 d\eta d\zeta, \quad f_{1\eta}(\eta_1 | \xi_1) = \frac{1}{f_{1\xi}} f_{1\xi\eta}(\xi_1, \eta_1), \quad (3)$$

где

$$f_{1\xi\eta} = \int_{-\infty}^{\infty} f_1 d\zeta,$$

и

$$f_{1\xi}(\zeta_1 | \xi_1, \eta_1) = \frac{f_1(\xi_1, \eta_1, \zeta_1)}{f_{1\xi\eta}(\xi_1, \eta_1)}. \quad (4)$$

Функции (3), (4) имеют смысл плотностей условных вероятностей. Аналогичным образом построим соответственно три функции из условной бинарной функции и т. д. С помощью образованных дифференциальных функций получим соответствующие интегральные функции распределения, имеющие смысл параметров, изменяющихся в интервале $[0, 1]$. Первый из этих параметров p_{11}

$$p_{11} = \int_{-\infty}^{\xi_1} f_{1\xi}(\xi) d\xi = \Phi(\xi_1), \quad (5)$$

второй — p_{21}

$$p_{21} = \int_{-\infty}^{\eta_1} f_{1\eta}(\eta | \xi_1) d\eta = \Phi(\eta_1 | \xi_1), \quad (6)$$

третий — p_{31}

$$p_{31} = \int_{-\infty}^{\zeta_1} f_{1\xi}(\zeta | \xi_1, \eta_1) d\zeta = \Phi(\zeta_1 | \xi_1, \eta_1). \quad (7)$$

Из полученных функций (5)–(7) можно построить квазикинематические уравнения движения:

$$\xi_1 = f(p_{11}), \quad \eta_1 = f(p_{21} | \xi_1(p_{11})), \quad \zeta_1 = f(p_{31} | \xi_1(p_{11}), \eta_1(p_{21})). \quad (8)$$

Подобные уравнения найдем и для всех остальных частиц. Это и есть уравнения (1), в которых первый индекс у параметра p указывает номер

координаты, а второй – номер частицы. Все параметры p_{ik} отличаются начальными значениями. Добавляя к последним шаг h , по найденным уравнениям типа (8) определим смещение всех частиц. Таким образом, формально можно говорить о траекториях движения частиц. Система частиц как бы получает естественное динамическое развитие. Случайное (хаотическое) движение отображается на пространство "упорядоченных движений".

Известен третий путь установления физических закономерностей в пространстве избранных $3N$ базисных функций. Конструируя с их помощью функционал (лагранжиан), будем затем рассматривать его инвариантно-групповые свойства.

Представляется возможным реализовать и четвертый подход, положенный в основу настоящей работы. Суть его состоит в следующем. Располагая уравнениями (8), нетрудно представить ситуацию, при которой в некотором интервале "времени" Δp_k (в качестве ведущего параметра выберем $p_1 = p_{11}$) две и более "траектории" могут совпадать (слиться), а это будем интерпретировать так, что система физически реализуется не в виде N индивидуальных частиц, а с меньшим их числом. Тогда полный период $P = 1$ (система полностью себя повторяет) и имеет место следующая трансформация чисел частиц среды:

$$n_1^{(i)} \rightarrow n_2^{(i)} \rightarrow \dots \rightarrow n_M^{(i)}, \quad n_M^{(i)} = n_1^{(i)} \quad (9)$$

с соответствующими "временами жизни" $\Delta p_1^{(i)}, \Delta p_2^{(i)}, \dots, \Delta p_M^{(i)}$, удовлетворяющими условию

$$\sum_{k=1}^M \Delta p_k = 1. \quad (10)$$

Тогда дискретную систему в целом за период P характеризует среднее значение энергии

$$\varepsilon_i = \sum_{k=1}^M E_{n_k}^{(i)} \Delta p_k^{(i)}, \quad (11)$$

где Δp_k имеет смысл вероятности пребывания среды в состоянии с числом n_k . Индекс i указывает номер траектории развития системы в смысле (9).

В дальнейшем используем приближенный подход. Практически частицы "встречаются" и "расходятся" в конечном пространственном объеме V , но теперь полагаем, что гамилтонов механизм дополняется механизмом трансформации дискретной системы: первоначальное стартовое распределение претерпевает в последующем "исчезновение" и "возрождение" части частиц. Этим самым компенсируется неполнота знаний подлинного характера их взаимодействия. Можно придать конкретный смысл оператору трансформации, связывая его с критическим сближением частиц, т. е. определяя его в пространстве квазикинематических уравнений (1). Например, если весь объем V разделен на конечное число ячеек, то оператор трансформации исключает многочастичное заполнение каждой отдельной ячейки ΔV ($\Delta V \ll V$). Проследим за индивидуальными "траекториями". В некотором интервале "времени" Δp_k (в качестве ведущего параметра выберем $p = p_{11}$) в отдельных ячейках ΔV могут оказаться по две и более частиц. Оператор трансформации оставляет в каждой ячейке по одной частице. Общее их число в системе сокращается. Если при дальнейшем естественном движении виртуальные частицы, включая "исчезнувшие", вновь окажутся по одной в ячейке, имеет место "возрождение" системы.

Получив "траектории" движения частиц, можно теперь говорить и о начальном распределении их по ячейкам ΔV . Потребуем такое начальное распределение, при котором оно наиболее вероятное. Из этого же условия можно отобразить собственную волновую функцию ψ_i , дающую абсолютный максимум интегралу

$$\int_{\Delta V_i} dq_1 \dots \int_{\Delta V_k} |\psi_i|^2 dq_N = \max. \quad (12)$$

Это позволяет затем по известным координатным функциям частиц (8) определить начальные значения параметров p_{ik} . Позже необходимость в условии (12) отпадает.

Распределение частиц по объемам ΔV , согласно (12), для данных собственной функции ψ_i и собственной энергии системы E_N не является единственным. Каждому отдельному возможному распределению будет соответствовать свое семейство траекторий со своим характером трансформации и средними значениями динамических характеристик. Имеет место новый вид квантования системы.

Выберем одночастичный гамильтониан и соответственно собственные вродородные функции в безразмерных переменных. Эффективный объем системы возьмем в виде куба с линейным размером $RM = 54$, а линейный размер ячейки (также в виде куба) $H = 5,4$. Тогда всего ячеек будет 1000. Начало координат $\xi\eta\zeta$ совместим с центром куба V , и все ячейки пронумеруем тройкой чисел ijk ($i, j, k = 1, 2, \dots, 10$, начиная нумерацию со стороны отрицательных значений координат). Так, центральные восемь ячеек будут под номерами 555, 556, 655, ..., 666. Пусть базовое число $N = 16$. Согласно (12) (путем перебора), устанавливаем начальное распределение частиц по шестнадцати ячейкам в соответствующих квантовых состояниях. Это распределение, как и следовало ожидать, являет собою пример вырожденного состояния.

Восемь из шестнадцати частиц займут упомянутые центральные ячейки, находясь в квантовом состоянии, описываемом одночастичной волновой функцией $\psi_1 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-r}$. Другие восемь частиц находятся соответственно в ячейках 554, 564, 654, 664, 557, 567, 657, 667 в состоянии $\psi_3 = \frac{1}{4\sqrt{2}\pi} r e^{-r/2} \cos \theta$. Установив далее по уравнениям (5)–(7) – через известные начальные координаты – начальные значения p_{11} , p_{21} и p_{31} , будем затем их увеличивать последовательными шагами $h = 0,01$ и каждый раз находить соответствующие положения частиц [4].

По истечении интервала $\Delta p = 0,06$ происходит первая трансформация системы: из шестнадцати частиц остается восемь. Еще через $\Delta p = 0,03$ остаются четыре частицы. Через $\Delta p = 0,82$ после начала движения система будет состоять из двенадцати частиц и, наконец, через $\Delta p = 0,07$ система по числу частиц полностью восстановится. Разумеется, когда p достигает предельного единичного значения, частица возвращается в положение, соответствующее $p = 0$ (практически, в силу малости, можно пренебречь интервалом Δp , при котором частица находится за пределами объема V).

Символически траекторию системы A можно записать в виде

$$A_{16}^{16} \rightarrow A_8^{16} \rightarrow A_4^{16} \rightarrow A_{12}^{16} \rightarrow A_{16}^{16}, \quad (13)$$

$$\Delta p \cdot 10^2 \quad 6 \quad 3 \quad 73 \quad 7 \quad 11.$$

Выше естественное развитие системы рассматривалось в виде последовательного изменения всех параметров p_{ij} в одном темпе (одновременное изменение). Представляет интерес обобщение теории на "многовременной" механизм. Теперь каждая функция Q_k имеет свой период повторяемости P_k в терминах параметра p . Очевидно, что значения P_k не могут быть независимыми. Их зависимость между собой следует из требования повторяемости всей системы в целом. На основании последнего отпадает необходимость привлечения условия (12).

Пусть $p_{11}^{(0)}$ – стартовое значение параметра p_{11} . За время одного цикла – $p_{11}^{(0)} \leq p_{11} \leq 1 + p_{11}^{(0)}$ ($P_1 = 1$) – функции ξ_1 , η_1 , ζ_1 повторяют себя (но это не относится ко всем остальным функциям Q_k). Для того чтобы вся система полностью себя повторила, функциям Q_1 придется совершить несколько (s_1) циклов. В последнем цикле параметр p_{11} изменяется в пределах

$$s_1 - 1 + p_{11}^{(0)} \leq p_{11} \leq s_1 + p_{11}^{(0)}. \quad (14)$$

На каждом отдельном цикле изменения параметра p характер трансформации системы будет различный. Порядковое число трансформаций по-

прежнему обозначим через M , но каждому его значению придадим два индекса — номер в цикле (i) и номер цикла (j).

Вероятность пребывания системы в данном состоянии n_{ij} частиц будет теперь определяться величиной $\Delta p_i^{(j)}/s_1$, а

$$\sum_{i,j} \Delta p_i^{(j)} = s_1. \quad (15)$$

Среднее число частиц системы за весь период восстановления

$$\bar{n} = \frac{1}{s_1} \sum_{i,j} n_{i,j} \Delta p_i^{(j)}. \quad (16)$$

Естественное развитие системы (процесс трансформации числа ее частиц) можно символически записать в виде (13)

$$A_N^N \rightarrow A_\alpha^N \rightarrow A_\beta^N \rightarrow \dots \rightarrow A_\gamma^N \rightarrow A_N^N. \quad (17)$$

Запись (17) обозначает траекторию стационарного поведения среды. Физически наблюдаемым процессом является переход с одной траектории на другую, как связанный с поглощением (испусканием) частицы или кванта полевой энергии. Средняя механическая энергия (11) новой траектории отличается от средней энергии предыдущей траектории на энергию поглощенной частицы. Поглощение может произойти с изменением и без изменения базисного числа N или без изменений и N и n . В последнем случае аналогично (17) процесс накачки в результате облучения запишем в виде

$$A_\alpha^N \rightarrow A_\alpha^{N'} \rightarrow A_\beta^{N'} \rightarrow A_\beta^{N''} \rightarrow \dots \quad (18)$$

Здесь подразумеваются два и больше соответственно актов поглощения. Штрих указывает на новую траекторию. Следовательно, средняя энергия последовательно изменяется:

$$\bar{E}_{\bar{n}_N^{(0)}} + \epsilon_1 = \bar{E}_{\bar{n}_N^{(1)}}, \quad \bar{E}_{\bar{n}_N^{(1)}} + \epsilon_2 = \bar{E}_{\bar{n}_N^{(2)}}, \quad \dots \quad (19)$$

Дальше рассматриваются только такие элементарные переходы, которые, полагая, в совокупности и определяют биологические процессы. В каждом элементарном акте рассматриваемого перехода энергия поглощенного кванта намного меньше того значения энергии, которое связано с другими возможными переходами (с изменением базисного числа N , т. е. когда имеет место переход $A_{n_k}^N \rightarrow A_{n_{k+1}}^{N+1}$, или без изменения N , но опять-таки с поглощением частиц — $A_{n_k}^N \rightarrow A_{n_{k+1}}^N$).

Особый интерес представляет случай, когда возбужденная система распадается на две идентичные первоначальные (нормальные) системы. Имеет место процесс распада (репликации)

$$A_j^{2N} \rightarrow A_{2k}^{2N} \rightarrow 2A_k^N \quad (20)$$

и соответственно в результате $i + 2$ актов поглощения

$$\bar{E}_{\bar{n}_N^{(i+2)}} + \epsilon_{i+2} = 2\bar{E}_{\bar{n}_N^{(i)}}. \quad (21)$$

Обратимся к примеру траектории развития системы (13). В интервале, когда система находилась в состоянии A_8^{16} , поглощенный квант энергии переводит ее в новое возбужденное состояние

$$A_8^{16} \rightarrow A_{4+4}^{16}, \quad (22)$$

а теперь ядро состоит из двух симметричных частей, и оно распадается на два отдельных ядра, идущих далее раздельно по траекториям невозбужденных ядер (согласно (13)):

$$A_4^{16} \rightarrow A_{12}^{16} \rightarrow A_{16}^{16}. \quad (23)$$

Имеет место совершенно новый вид ядерного распада. Такой подход служит моделью для описания биофизических задач, связанных с процессами клеточного деления (митоза и мейоза). В обоих случаях возбужденное ядро атома в молекуле нуклеиновой кислоты распадается на два ядра в нормальном состоянии (электронная подсистема атома достраивается). Процесс возбуждения молекул нуклеинов сопровождается возникновением боль-

ших упругих сил, что вызывает в свою очередь распрямление спиральной структуры ДНК в целом. Это же облегчает процесс репликации. Дочерние молекулы ДНК на очень малых расстояниях между собою испытывают большие межмолекулярные силы отталкивания и поэтому расходятся. Как уже отмечалось, метаболическая активность ядра клетки в "покое" между двумя митозами очень высокая и связана с процессом накачки, предваряющим последующую репликацию клетки.

С точки зрения развиваемой теории репликация хромосом есть не что иное, как репликация основных (азотных) ядер нуклеотидов, а не их химический распад, как это принято считать, на отдельные фрагменты (тимин, аденин, цитозин и гуанин) с последующим восстановлением за счет окружающей среды. При этом поражает не поддающаяся – с химической точки зрения – объяснению исключительная точность рекомбинации фрагментов (тимин с аденином, цитозин с гуанином).

Процессы, идущие по схеме (20), (21) за счет облучения безмассовыми частицами, возможны лишь для ядер с малым числом нуклонов. Вот почему нуклеиновые кислоты, с заглавной ролью в них азота, составляют краеугольный остов ДНК, ответственный за основополагающий процесс жизнедеятельности.

Особый интерес, безусловно, представляет источник внутреннего излучения квантов энергии. Каково их происхождение? В общем виде ответ на поставленный вопрос связан с рассмотрением химических процессов подпитки организма.

Два пути развития клетки определяются разной степенью возбуждения прежде всего центриолей. Мейоз – результат интенсивного возбуждения хромосом. Этим и предопределяется та удельная часть клеток, которая предназначается для мейотического размножения. Возбуждение атомов нуклеиновой кислоты приводит в конечном итоге к разрыву ядра клетки (центриоли). Интенсивное (сильное) возбуждение приводит последовательно во времени к двум таким разрывам, что имеет место в мейотическом делении клетки. Сильное возбуждение центриоли предопределяет и быстротечность процесса мейоза по сравнению с процессом митоза.

Двойная спираль молекулы ДНК (хромосомы) содержит огромное количество нуклеотидов. При этом разные участки спирали обладают в среднем различными значениями шага. Это имеет принципиальное значение в порождении разнообразия функционального предназначения структуры, что помогает разрешить так называемую проблему избыточности ДНК [5].

В главном последнее определяется двумя основополагающими причинами. Первая связана с тем, что не все нуклеотиды возбуждаются в одинаковой степени. Некоторые из них до начала процесса репликации (в метаболическом состоянии клетки) могут оставаться невозбужденными и явно ниже критической точки распада ядра атома азота. Но в целом благодаря избыточности набора нуклеотидов число возбужденных из них обеспечивает достаточное проявление упругих сил сначала для распрямления всей спиральной структуры молекулы ДНК, а затем, после достижения критической точки ядерного распада, и репликации всей хромосомы.

Во-вторых, различие в значениях шага спирали приводит к тому, что молекула ДНК представляет собой набор различных сегментов. Вокруг каждого набора нуклеотидов одинакового шага создаются с разной степенью связности и плотности накопления (насыщение) соответствующих белков. Разные участки спирали имеют отличающиеся энергетические уровни, и это сказывается на характере их накачки при облучении. По-разному изменяются молекулярные поля, и соответственно насыщенность белками по длине хромосомы неодинаковая. Последнее приводит в конечном результате к перераспределению клеток по фундаментальным назначениям. Образуются различные фазы клеток, как твердых, так и жидких.

В заключение покажем, что клетка выступает как самостоятельный объект термодинамических исследований. В определенном смысле она проявляет свойства термостата. Поддержание постоянной температуры организма – залог надежного функционирования кинетического процесса репликации, равно как и других сопутствующих процессов жизнедеятельности клеток (транскрипции и трансляции). Сама клетка выступает как

самоорганизующая система, работающая в узком температурном режиме. Как известно, средний квадрат флуктуаций температуры можно записать в виде

$$\langle(\Delta T)^2\rangle = \frac{kT^2}{c_v} \quad (24)$$

Для человека эта величина не превышает порядка десяти (фактически критическое значение), а в экстремальных условиях она еще меньше (у акванавтов при высоких давлениях 32,5 °С вызывает чувство страшной жары, а 30,5 °С – ужасный холод (озноб изнутри тела). Согласно (24), малые флуктуации температуры требуют больших значений теплоемкости. Расчеты показывают, что наименьшая оценка c_v – для фрагмента молекулы ДНК (нуклеотида) – на один-два порядка выше теплоемкости хорошо известных органических жидкостей. Но главное в другом. Дисперсию флуктуаций энтропии можно записать в виде

$$\langle(\Delta S)^2\rangle = kc_p \quad (25)$$

Учитывая, что $c_p > c_v$, в соответствии со сказанным выше флуктуации (25) должны отличаться большими величинами. Но именно это приводит к принципиальным противоречиям, которые природа умело решает. Остается понять, как это достигается.

Большие значения флуктуаций энтропии в структуре ДНК неизбежно привели бы к нарушению и даже разрушению механизма репликации. Это видно из рассмотренной квантово-механической модели. Флуктуации энтропии молекулы (ее сегментов) приводят к флуктуациям межмолекулярного взаимодействия, а это в свою очередь отражается на многовременном механизме трансформации чисел индивидуальных частиц в ядре атома (азота). Возникают флуктуации чисел циклов (δs), которые определяют энергетический спектр атома в целом; флуктуации δs приводят к флуктуациям средних значений энергии (11), т. е. появляются отклонения $\delta\epsilon(\epsilon \equiv \langle \epsilon \rangle)$.

Для устойчивости процесса репликации должно выполняться неременное требование, чтобы среднее значение квадрата термодинамических флуктуаций энергии нуклеотидов молекулы ДНК было намного меньше среднего значения квадрата флуктуации $\delta\epsilon$.

Теперь возникает вопрос, как совмещаются условия (24) и (25), когда имеют место одновременно большие значения флуктуаций энтропии и малые значения флуктуаций температуры (энергии) в молекуле ДНК? Представляется, что термодинамически молекулу, т. е. модель Уотсона–Крика, следует рассматривать в совокупности с регуляторными белками, насаженными на нее. Они выполняют роль теплоизоляторов, внося основной вклад в большие значения флуктуаций энтропии за счет своей структурной перестройки (фазовые переходы). В случае повышения температуры окружающей среды подводимое тепло в основном поглощают регуляторные белки, сама же молекула ДНК испытывает малые флуктуации энтропии (двойная спираль придает большую жесткость ее структуре).

Обозначения

\mathbf{q} – радиус-вектор; ξ, η, ζ – координаты; f – функции распределения; N, n – числа частиц; p – интегральные функции распределения; E, ϵ – энергии; V – объем; ΔV – объем ячейки; ψ – волновая функция; h – шаг; c_v и c_p – теплоемкости при постоянных объеме и давлении; T – температура; S – энтропия; s – число циклов; k – постоянная Больцмана.

Литература

1. Вилли К., Детье В. Биология. М., 1975.
2. Шредингер Э. Что такое жизнь? С точки зрения физики. М., 1972.
3. Овчинников Ю. А. Биоорганическая химия. М., 1987.
4. Ротт Л. А., Бокун Г. С. // Алгоритмы и программы. М., 1986. № 1(70). С. 43.
5. Баев А. А. // Вестник РАН. 1993. Т. 63, № 2. С. 89-92.