

# ФОРМИРОВАНИЕ КОРРЕЛИРОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ И ТУННЕЛИРОВАНИЕ ПРИ НИЗКОЙ ЭНЕРГИИ И УПРАВЛЯЕМОМ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ЧАСТИЦЫ

*В. И. Высоцкий\**, *М. В. Высоцкий*

*Киевский национальный университет им. Тараса Шевченко  
01601, Киев, Украина*

Поступила в редакцию 16 февраля 2017 г.

Рассмотрен метод оптимизации туннельного эффекта для частиц с низкой энергией за счет использования когерентных коррелированных состояний, формируемых при управляемом импульсном воздействии на эти частицы. Характерными примерами является влияние импульсного магнитного поля на заряженные частицы в газе или плазме. Когерентные коррелированные состояния наиболее полно характеризует коэффициент корреляции  $r(t)$ , увеличение которого приводит к возрастанию на много порядков вероятности туннелирования частиц сквозь высокий потенциальный барьер без существенного увеличения их энергии. Впервые показано, что процесс формирования когерентных коррелированных состояний, а также максимальная  $|r(t)|_{max}$  и усредненная по времени  $\langle |r(t)| \rangle$  амплитуды коэффициента корреляции и соответствующая вероятность туннелирования характеризуются немонотонной (осциллирующей) зависимостью от длительности и амплитуды формирующего импульса. Этот результат позволяет оптимизировать эксперименты по реализации ядерного синтеза при низкой энергии и показывает некорректность интуитивного представления о том, что вероятность туннелирования всегда возрастает с увеличением амплитуды внешнего воздействия на частицу. Полученные выводы могут быть использованы, в частности, для объяснения случайных (непредсказуемых, с низкой повторяемостью) результатов экспериментов по оптимизации энерговыделения за счет ядерных реакций, проводимых при использовании импульсного воздействия с флуктуациями амплитуды и длительности. Также рассмотрены физические предпосылки обнаруженных зависимостей и найдены оптимальные соотношения между перечисленными параметрами, обеспечивающими формирование оптимального когерентного коррелированного состояния и оптимальное туннелирование при низкой энергии в разных физических системах с учетом дефазировочного действия случайной силы. Проведено сопоставление теоретического анализа с данными успешных экспериментов по генерации нейтронов и альфа-частиц при электрическом разряде в воздухе и газообразном дейтерии.

DOI: 10.7868/S004445101708003X

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Проблема реализации ядерных процессов при низкой энергии заряженных частиц принадлежит к числу наиболее актуальных задач современной физики. Очень большие трудности реализации управляемого термоядерного синтеза стимулирует поиск альтернативных путей преодоления действия кулоновского потенциального барьера, учитывающих специфику квантовомеханического поведения частиц в реальных потенциальных ямах без необхо-

димости их нагрева до очень высоких температур или ускорения до высокой энергии. Такая альтернатива, как показывают результаты многочисленных исследований [1–14], может быть связана с использованием когерентного коррелированного состояния (ККС) хотя бы одной из взаимодействующих частиц, являющегося специально организованной взаимно фазированной разновидностью суперпозиционного состояния. Одно из основных преимуществ ККС состоит во взаимном усилении (конструктивной интерференции) всей совокупности парциальных флуктуаций кинетической энергии и импульса, соответствующих разным собственным состояниям такой суперпозиции. Итогом интерференции является формирование непрерывно повторяющихся ги-

\* E-mail: vivysotskii@gmail.com

гантских флуктуаций кинетической энергии, достаточных для прохождения сквозь высокий и широкий потенциальный барьер. Важно отметить, что формирование такого состояния, если исходить из принципиальной стороны, не связано с увеличением средней энергии частицы в данной системе. Наглядное представление об эффективности использования ККС можно получить из характеризующего его соотношения неопределенностей Шредингера – Робертсона [1–4, 15, 16]

$$\begin{aligned}\sigma_A\sigma_B &\geq \frac{|\langle[\hat{A}\hat{B}]\rangle|^2}{4(1-r^2)} \equiv \frac{G^2}{4}|\langle[\hat{A}\hat{B}]\rangle|^2, \\ r &= \sigma_{AB}/\sqrt{\sigma_A\sigma_B}, \\ \sigma_{AB} &= \left(\langle\hat{A}\hat{B} + \hat{B}\hat{A}\rangle\right)/2 - \langle A\rangle\langle B\rangle, \\ |r| &\leq 1, \quad G = 1/\sqrt{1-r^2},\end{aligned}\quad (1)$$

являющегося обобщением соотношения Гейзенберга – Робертсона

$$\sigma_A\sigma_B \geq |\langle[\hat{A}\hat{B}]\rangle|^2/4, \quad \sigma_C = \langle(\hat{C} - \langle C\rangle)^2\rangle, \quad (2)$$

определяющего ограничение на произведение дисперсий динамических переменных  $A$  и  $B$ , и сводится к нему при  $r = 0$ . В частном случае  $A = q$ ,  $B = p$ ,  $\langle q\rangle = 0$ ,  $\langle p\rangle = 0$ ,  $\delta q = \sqrt{\sigma_q}$ ,  $\delta p = \sqrt{\sigma_p}$  соотношения (1) и (2) сводятся к модифицированному и «обычному» соотношениям неопределенностей Гейзенберга:

$$\delta q\delta p \geq \frac{\hbar}{2\sqrt{1-r^2}} \equiv \frac{\hbar^*}{2}, \quad \hbar^* = G\hbar, \quad (1')$$

$$\delta q\delta p \geq \hbar/2. \quad (2')$$

Базовой характеристикой ККС является коэффициент корреляции  $r \equiv r_{AB}$ , который определяет связь динамических переменных  $A$  и  $B$ . Строго говоря, термин ККС относится к состояниям, для которых соотношения (1) и (1') превращаются в равенства, но обычно так называют любые состояния с  $|r| \rightarrow 1$ . При этом квантовое состояние, которое превращает соотношения (2) и (2') в равенство, традиционно называется когерентным состоянием (КС) — синонимом «сжатого» состояния, которое характеризуется минимальной дисперсией и максимальной близостью к классическому состоянию частицы в потенциальной яме. Сопоставление соотношений (1) и (2) показывает, что различие ККС и КС наглядно характеризуется коэффициентом эффективности корреляции  $G = 1/\sqrt{1-r^2}$  [10, 13, 14]. Он возрастает от величины  $G = 1$  при  $r = 0$ , соответствующей отсутствию корреляции, до  $G \rightarrow \infty$  при полной корреляции при  $|r| \rightarrow 1$ . Величина  $G$  характеризует уве-

личение амплитуд флуктуаций динамических переменных  $A$  и  $B$ , а ее важность следует из следующего примера, аналогичного рассмотренному в работе [13] и демонстрирующего эффективность ККС для оптимизации ядерных реакций при низкой энергии.

В случае

$$A = q, \quad B = p, \quad \langle q\rangle = 0, \quad \langle p\rangle = 0,$$

$$\delta q = \sqrt{\sigma_q}, \quad \delta p = \sqrt{\sigma_p}$$

из формулы (1) следует оценка для нижнего предела (минимальной величины) флуктуации кинетической энергии частицы массой  $M$ , локализованной в пределах пространственного интервала  $\delta q$ :

$$\delta T^{(min)} = \frac{(\delta p)^2}{2M} = \frac{G^2\hbar^2}{8M(\delta q)^2}. \quad (3)$$

В частности, при локализации протона с массой  $M_p$  в типичной для конденсированных сред межатомной области размером  $a \approx 1.5 \text{ \AA}$  (при этом  $\delta q \leq 0.75 \text{ \AA}$ ) флуктуация кинетической энергии частицы, находящейся в ККС с  $1 - |r| \approx 10^{-7}$  (чему соответствует очень большой коэффициент эффективности корреляции  $G = 2240$ ), превышает величину  $\delta T_{|r|=1-10^{-7}}^{(min)} = 5 \text{ кэВ}$ . Эта величина даже на этом нижнем пределе сопоставима с оптимальной температурой термоядерной плазмы в токамаке, достигаемой путем вложения очень большой реальной энергии. В противовес этому средняя энергия частицы в ККС может быть очень малой, что позволяет реализовать ККС даже в «обычных» кристаллах. Отметим также, что в отсутствие ККС соответствующая флуктуация кинетической энергии  $\delta T_{r=0}^{(min)} = 0.001 \text{ эВ}$  будет несравнимо меньше. Эти сопоставления становятся еще более убедительными, если учесть, что обычно [5, 8] реальная величина  $\delta T_{|r|\neq 0}$  значительно превышает  $\delta T_{|r|\neq 0}^{(min)}$ .

Для частиц с малой массой (в частности, для электрона с массой  $M_e$ ) минимальная флуктуация при тех же условиях и наличии ККС соответствует релятивистской энергии

$$\begin{aligned}\delta T_{|r|=1-10^{-7}}^{(min)} &= \sqrt{(\delta p)^2 c^2 + M_e^2 c^4} - M_e c^2 = \\ &= M_e c^2 \left[ \sqrt{1 + G^2 \hbar^2 / 4 M_e^2 c^2 (\delta q)^2} - 1 \right] \approx \\ &\approx 2.23 \text{ МэВ},\end{aligned}\quad (4)$$

которой достаточно, например, для нейтронизации свободных протонов, а также атомов или ионов водорода на основе реакции  $p + \beta^- + \delta T \rightarrow n + \nu$ .

Несмотря на кажущуюся очевидность осуществления этой и подобных реакций, возможность их реализации за счет виртуальной энергии  $\delta T_{|r|\neq 0}$  ограничена законами сохранения для всей системы. В частности, очень важным является то обстоятельство, что эта виртуальная энергия существует конечное время  $\delta t$ , вследствие чего такой сценарий может быть реализован только в том случае, когда в процессе реакции выделяется энергия  $\Delta E$ , величина которой не меньше чем  $\delta T_{|r|\neq 0}$ , а время «возврата» в рассматриваемую систему начальной флуктуации энергии  $\delta T_{|r|\neq 0}$  (т. е., фактически, длительность реакции с выделением энергии) не превышает величину  $\delta t$ . Это требование, если принять во внимание очень малую длительность  $\delta t$  большой по амплитуде флуктуации  $\delta T_{|r|\neq 0}$ , накладывает очень жесткие условия на такие процессы.

Целесообразно отметить, что эти же закономерности отличают протекание любых реакций с использованием виртуальной энергии от реакций с участием реально ускоренных частиц. Основные различия при этом связаны с запретом на реализацию как любых эндонергетических реакций, так и реакций с формированием долгоживущего промежуточного состояния ядра с временем жизни  $\tau \gg \gg \delta t$ . Последнее условие означает фактическое исключение (или очень сильное подавление) того альтернативного канала реакции, который ведет к формированию радиоактивных дочерних ядер [14]. Эти выводы хорошо согласуются с данными ядерно-физических экспериментов, проводимых при низкой энергии и для которых характерно полное отсутствие радиоактивности дочерних продуктов.

В некоррелированных состояниях время  $\delta t$  ограничено соотношением неопределенностей

$$\delta T \delta t \geq \hbar/2, \tag{5}$$

которое прямо следует из операторного соотношения Гейзенберга – Робертсона (2'). Разные варианты трактовки этого соотношения приведены в работе [2].

Для частицы, находящейся в ККС, время  $\delta t$  ограничено общим (в операторной форме) соотношением неопределенностей Шредингера – Робертсона (1), явная форма которого может быть найдена при использовании явного вида операторов  $\hat{A} = \hat{H}$  и  $\hat{B} = \hat{t}$ . В общем случае применение таких операторов позволяет вычислить соответствующий коэффициент корреляции  $r_{Ht} = \sigma_{Ht}/\sqrt{\sigma_H\sigma_t}$  и получить конкретное соотношение неопределенностей Шредингера – Робертсона, которое аналогично соот-

ношению (1') с очевидной заменой  $q \rightarrow t, p \rightarrow E$  (или  $p \rightarrow T$ ) и  $r \equiv r_{pq} \rightarrow r_{Ht}$ .

С формальной точки зрения очевидно, что для сильнокоррелированных состояний с  $|r_{Ht}| \rightarrow 1$  большая флуктуация энергии  $\delta T$  может существовать длительное, формально сколь угодно большое, время  $\delta t_{|r_{Ht}| \rightarrow 1} \gg \delta t_{|r_{Ht}| = 0}$ . Это позволяет реализовать реакции даже при наличии высокого и широкого потенциального барьера и очень малой средней энергии частицы.

Необходимо отметить, что рассматриваемый коэффициент корреляции  $r_{Ht}$  характеризует внутреннюю связь флуктуации кинетической энергии  $\delta T$  (а в общем случае — флуктуации полной энергии  $\delta E$ ) с длительностью  $\delta t$  существования этой флуктуации и непосредственно не связан с рассмотренным выше коэффициентом корреляции  $r \equiv r_{pq}$  для координаты и импульса частицы (1'). Это — совершенно разные характеристики данного состояния. Для определения соответствующего коэффициента корреляции  $r_{Ht}$  в этом случае (т. е. при  $\hat{A} = \hat{H}, \hat{B} = \hat{t}$ ) необходимо использовать явный вид оператора времени  $\hat{t}$ . Следует отметить, что метод введения оператора времени неоднозначен и сопряжен с определенными проблемами (более подробно см., например, работу [17]). Один из вариантов такого оператора имеет вид

$$\hat{t} = M (\hat{p}_q^{-1} q + q \hat{p}_q^{-1}).$$

Еще один метод приближенной оценки эффективности влияния ККС на туннельный эффект и последующие ядерные преобразования основывается на учете формальной замены  $\hbar \rightarrow \hbar^* \equiv \hbar/\sqrt{1-r^2} \equiv \equiv G\hbar$  в выражении для вероятности туннелирования сквозь высокий потенциальный барьер  $D$ . В работах [5, 8–10] на примере частицы, локализованной в параболической яме, было показано, что прямое использование такой замены в формуле для вероятности туннельного эффекта в подбарьерной области  $L(E)$  в поле ядра радиусом  $R$ ,

$$D_{r \neq 0} \approx \approx \exp \left\{ -\frac{2\sqrt{1-r^2}}{\hbar} \int_R^{R+L(E)} \sqrt{2M[V(q) - E]} dq \right\} = = (D_{r=0})^{\sqrt{1-r^2}} \equiv \sqrt[G]{D_{r=0}}, \tag{6}$$

хорошо согласуется с результатами независимого строгого квантовомеханического расчета величины  $D_{r \neq 0}$  при условии  $D_{r=0} \ll 1$ . Из этой формулы, в частности, следует, что типичная очень малая (при низкой энергии и, например, больших зарядах

взаимодействующих частиц) величина  $D_{r=0, G=1} \approx 10^{-500}$  в случае формирования ККС с  $G \approx 1000$  возрастает до  $D_{G=1000} \approx 0.3$ .

При рассмотрении альтернативной задачи о прохождении узкого гауссова волнового пакета сквозь модельный дельта-барьер и реальный кулоновский барьер было показано [11, 12], что вероятность туннельного эффекта для такого пакета качественно совпадает с формулой (6) и отличается заменой показателя степени  $\sqrt{1-r^2}$  в правой части на величину  $\sqrt[3]{1-r^2} = 1/G^{2/3}$ . Такое отличие связано, в первую очередь, с очень широким спектром пакета и наличием в его составе компонент с большим импульсом. В этом случае рассмотренная выше вероятность туннельного эффекта при тех же параметрах также очень сильно возрастает от исходной пренебрежимо малой величины  $10^{-500}$  до приемлемой в экспериментах величины  $D_{G=1000} \approx 10^{-5}$ .

Наиболее простой метод формирования ККС связан с разными режимами деформации (иначе говоря, модуляции параметров) нестационарного гармонического осциллятора, в параболическом поле (параболической яме) которого находится рассматриваемая частица. Такая модуляция приводит к оптимальному взаимному фазированию разных собственных состояний частицы в этой яме. Подобный процесс формирования ККС с разной эффективностью может быть осуществлен при монотонном асимптотическом убывании или возрастании частоты осциллятора [5, 6, 14], при изменении этой частоты в ограниченном интервале [13] или при ее периодической модуляции в отсутствие случайной силы [6, 8–10, 14] или при ее наличии [7, 13, 14], а также при флуктуации частоты модуляции [13]. Эти механизмы могут реализоваться в разных системах: при внешнем облучении кристаллов с пространственным чередованием тяжелых и легких ядер, в процессе растрескивания поверхности металлгидридов [10], при ориентационном движении частиц в кристаллах [18, 19], в биофизических процессах [20, 21], на барьере под влиянием изменяющейся температуры [22].

Перечисленные особенности наглядно демонстрируют перспективы использования ККС для решения многих задач, связанных с необходимостью управляемой оптимизации туннельного эффекта в ядерной физике, управляемой химической кинетике, нанoeлектронике и других отраслях современной науки. Среди перечисленных методов формирования ККС очень привлекательным представляется процесс стимулирования ККС при использовании гармонической модуляции парамет-

ров эквивалентного гармонического осциллятора с исходной частотой  $\omega_0$  на резонансной ( $\Omega \approx \omega_0$ ) или параметрической ( $\Omega \approx 2\omega_0$ ) частотах. Частота, необходимая для такого воздействия в случае использования твердотельной матрицы, соответствует области  $\Omega \approx 10\text{--}20$  ТГц, лежащей между классическими диапазонами СВЧ и ИК. К сожалению, перестраиваемые генераторы с такими частотами и приемлемой мощностью в настоящее время не созданы, а проводимые успешные эксперименты используют для генерации таких частот нелинейные процессы типа генерации разностной частоты двух лазеров [23]. Использование для этой же цели существенно более низких частот [24] сильно снижает темп и итоговую эффективность формирования ККС. Еще один метод формирования ККС связан с возбуждением особых колебательных состояний (дискретных бризеров) в кристаллах [25].

Альтернативный метод формирования ККС связан с монотонным (не осциллирующим) изменением частоты эквивалентного гармонического осциллятора, что имеет место, например, при монотонной деформации нанотрещин [10], которые образуются, в частности, в процессах наводороживания металлгидридов или при росте биологических объектов. Атомарные ионы, находящиеся на обеих поверхностях («берегах») нестационарной нанотрешины, формируют в ее объеме нестационарное фокусирующее поле, структура которого, в частности, может быть аналогичной полю между двумя расходящимися кристаллическими плоскостями. Состояние постороннего (примесного) положительного иона (в частности — протона) в этом поле в значительной степени аналогично нестационарному гармоническому осциллятору, а в центральной части нанотрешины полностью соответствует такому осциллятору. Эти процессы являются стохастическими, а их характеристиками сложно управлять. По этой причине существуют определенные трудности, как в моделировании этих процессов, так и при сопоставлении результатов расчета с данными экспериментов.

## 2. ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ И МЕТОД РАСЧЕТА ККС ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ИССЛЕДУЕМЫЕ СИСТЕМЫ

В связи с рассмотренными выше особенностями исследованных ранее режимов формирования ККС перспективным представляется использование реального, детерминированного и управляемого импульсного воздействия. Такое воздействие можно

организовать самыми различными методами, включая, например, действие на металлическую мишень импульсных электронных пучков [26–29], распространение в конденсированной или газовой среде ударных волн [30], действие на газовую [31, 32] или жидкостную [33] среду импульсного электрического разряда, сопровождаемого генерацией импульсного магнитного поля. Очевидна связь таких процессов с предыдущим анализом.

Хорошо известно, что поведение заряженной частицы в магнитном поле эквивалентно поведению гармонического осциллятора, а в изменяемом поле — нестационарного гармонического осциллятора. К таким же процессам относится воздействие акустической ударной волны на любую конденсированную среду. В процессе такого воздействия происходит модуляция межатомного расстояния, что равнозначно изменению частоты оптических мод.

В некоторых аналогичных экспериментах, проводимых с разными типами импульсного воздействия, регистрировалось аномально большое энерговыделение и продукты фундаментальных ядерных превращений, а в других, при близких или почти аналогичных условиях, эффект отсутствовал. Много таких неоднозначных экспериментов проводилось на основе простой установки типа газонаполненной разрядной трубки. Значительная часть этих экспериментов проводилась на интуитивном уровне и без целенаправленного физического обоснования. Не удивительно, что их результаты оказываются неоднозначными, характеризуются плохой повторяемостью, а оптимальное решение ищется случайным перебором параметров. Ниже такая проблема и ее решение исследуются для разных вариаций формы, амплитуды и длительности такого воздействия.

В работе [13] были рассмотрены отдельные особенности процесса формирования ККС при наличии удобного для анализа импульсного воздействия в виде унифицированной нормированной функции

$$F(t) = (\omega_0 t)^\alpha \exp(-\omega_0 t) / \Gamma(\alpha + 1),$$

в котором взаимосвязаны основные характеристики — длительности переднего и заднего фронтов, а также амплитуда импульса. Детальный анализ, проведенный ниже, показывает, что использование более реалистичных импульсов с независимым варьированием этих характеристик приводит к принципиально новым результатам (в том числе к объяснению причин слабой повторяемости успешных экспериментов, интерпретируемых на основе применения метода ККС), которые хорошо согласуются с экспериментами.

Общие закономерности формирования ККС для конкретной частицы могут быть получены из решения [1–14, 16] нестационарного уравнения Шредингера с использованием нестационарного параболического потенциала

$$V(q, t) = \frac{1}{2} M \omega^2(t) q^2$$

с заданным законом изменения частоты  $\omega(t)$ . На основе решения этого уравнения может быть найден [1–5] явный вид коэффициента корреляции

$$r = \operatorname{Re} \left( \varepsilon^* \frac{d\varepsilon}{dt} \right) / \left| \varepsilon^* \frac{d\varepsilon}{dt} \right|, \quad r^2 = 1 - 1 / \left| \varepsilon^* \frac{d\varepsilon}{dt} \right|^2, \quad (7)$$

а также коэффициент сжатия  $k$ , определяющий отношение дисперсий комплексных безразмерных координат  $\varepsilon$  и импульса  $d\varepsilon/dt$  частицы,

$$k = \frac{\sigma_q}{\sigma_p} = \left| \frac{\varepsilon}{d\varepsilon/dt} \right|^2, \quad (8)$$

и величины этих дисперсий

$$\sigma_q \geq \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{k}{1-r^2}}, \quad \sigma_p \geq \frac{\hbar}{2} \sqrt{\frac{1}{k(1-r^2)}}. \quad (9)$$

В этих соотношениях  $\varepsilon(t)$  — безразмерная (нормированная на  $q_0 = \sqrt{\hbar/M\omega_0}$ ) комплексная координата частицы, являющаяся решением уравнения движения классического осциллятора с переменной частотой,

$$\begin{aligned} \frac{d^2\varepsilon}{dt^2} + \omega^2(t)\varepsilon &= 0, \quad \varepsilon(0) = 1, \\ \frac{d\varepsilon}{dt} \Big|_0 &= i, \quad \omega(0) = 1, \end{aligned} \quad (10)$$

$\omega(t)$  — безразмерная частота, нормированная на характерную частоту  $\omega_0$ ,  $t$  — безразмерное (нормированное на  $\omega_0^{-1}$ ) время.

При наличии затухания и случайной силы решение соответствующего нестационарного уравнения Шредингера с гамильтонианом Калдиरोлы–Канаи [34, 35], который учитывает действие внешней силы  $F(t)$  и феноменологической силы торможения  $F_d$  на частицу [2, 3, 7], находящуюся в параболическом потенциале, сводится к решению более общего уравнения нестационарного гармонического осциллятора,

$$\begin{aligned} \frac{d^2\varepsilon}{dt^2} + 2\gamma \frac{d\varepsilon}{dt} + \omega^2(t)\varepsilon &= f(t), \\ \varepsilon(0) = 1, \quad \frac{d\varepsilon}{dt} \Big|_0 &= i, \end{aligned} \quad (11)$$

с коэффициентом затухания  $\gamma$  и случайной силой  $f(t)$  [6].

Физическим источником такой случайной силы могут быть, например, дефазирующие столкновения рассматриваемой частицы с другими атомами и молекулами, находящимися в той же деформируемой потенциальной яме. Этот процесс можно аппроксимировать случайной стационарной дельта-коррелированной силой  $f(t)$ , характеристики которой

$$\langle f(t) \rangle_f = 0, \quad \langle f(t_1)f(t_2) \rangle_f = 2S\delta(t_1 - t_2) \quad (12)$$

соответствуют усреднению по реализации случайной силы с интенсивностью  $S$ .

Из этого уравнения после введения соответствующих моментов

$$m_{00} = \langle \varepsilon^* \varepsilon \rangle, \quad m_{01} = \left\langle \varepsilon^* \frac{d\varepsilon}{dt} \right\rangle, \quad (13)$$

$$m_{10} = m_{01}^* = \left\langle \frac{d\varepsilon^*}{dt} \varepsilon \right\rangle, \quad m_{11} = \left\langle \frac{d\varepsilon^*}{dt} \frac{d\varepsilon}{dt} \right\rangle$$

безразмерных координаты  $\varepsilon$  и импульса  $d\varepsilon/dt$  частицы в нестационарном осцилляторе, может быть получена система базовых уравнений [7, 10] для моментов:

$$\frac{dm_{00}}{dt} = m_{01} + m_{01}^*,$$

$$\frac{dm_{01}}{dt} = m_{11} - 2\gamma m_{01} - \omega^2(t)m_{00}, \quad (14)$$

$$\frac{dm_{11}}{dt} = -4\gamma m_{11} - \omega^2(t)\{m_{01} + m_{01}^*\} + 2S.$$

Начальные условия для этих моментов,

$$m_{00}(0) = 1, \quad m_{01}(0) = i, \quad (15)$$

$$m_{01}^*(0) = -i, \quad m_{11}(0) = 1,$$

непосредственно следуют из начальных условий (10) для  $\varepsilon$  и  $d\varepsilon/dt$ . В отсутствие случайной силы (при  $S = 0$ ,  $\gamma = 0$ ) решения исходного уравнения (10) и системы (14) приводят к одинаковым результатам.

При заданном законе изменения частоты осциллятора  $\omega(t)$  коэффициент корреляции и коэффициент сжатия могут быть определены с использованием решений системы уравнений (14) для моментов:

$$r(t) = \frac{m_{01} + m_{10}}{2\sqrt{m_{00}m_{11}}} \equiv \frac{m_{01} + m_{01}^*}{2\sqrt{m_{00}m_{11}}}, \quad (16)$$

$$k = m_{00}/m_{11}. \quad (17)$$

Ниже проводится анализ эффективности формирования ККС при разных (близких к используемым в экспериментах) типах импульсного воздействия на частицу, что соответствует разным режимам возбуждения ККС.

### 3. ОСОБЕННОСТИ ФОРМИРОВАНИЯ ККС ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ЧАСТИЦУ СИММЕТРИЧНЫХ И АСИММЕТРИЧНЫХ ИМПУЛЬСОВ С ИЗМЕНЯЕМЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

#### 3.1. Формирования ККС при воздействии симметричного гауссова импульса

Рассмотрим задачу формирования ККС при импульсном изменении частоты эквивалентного гармонического осциллятора

$$\omega = \omega_0(1 + f(t)), \quad (18)$$

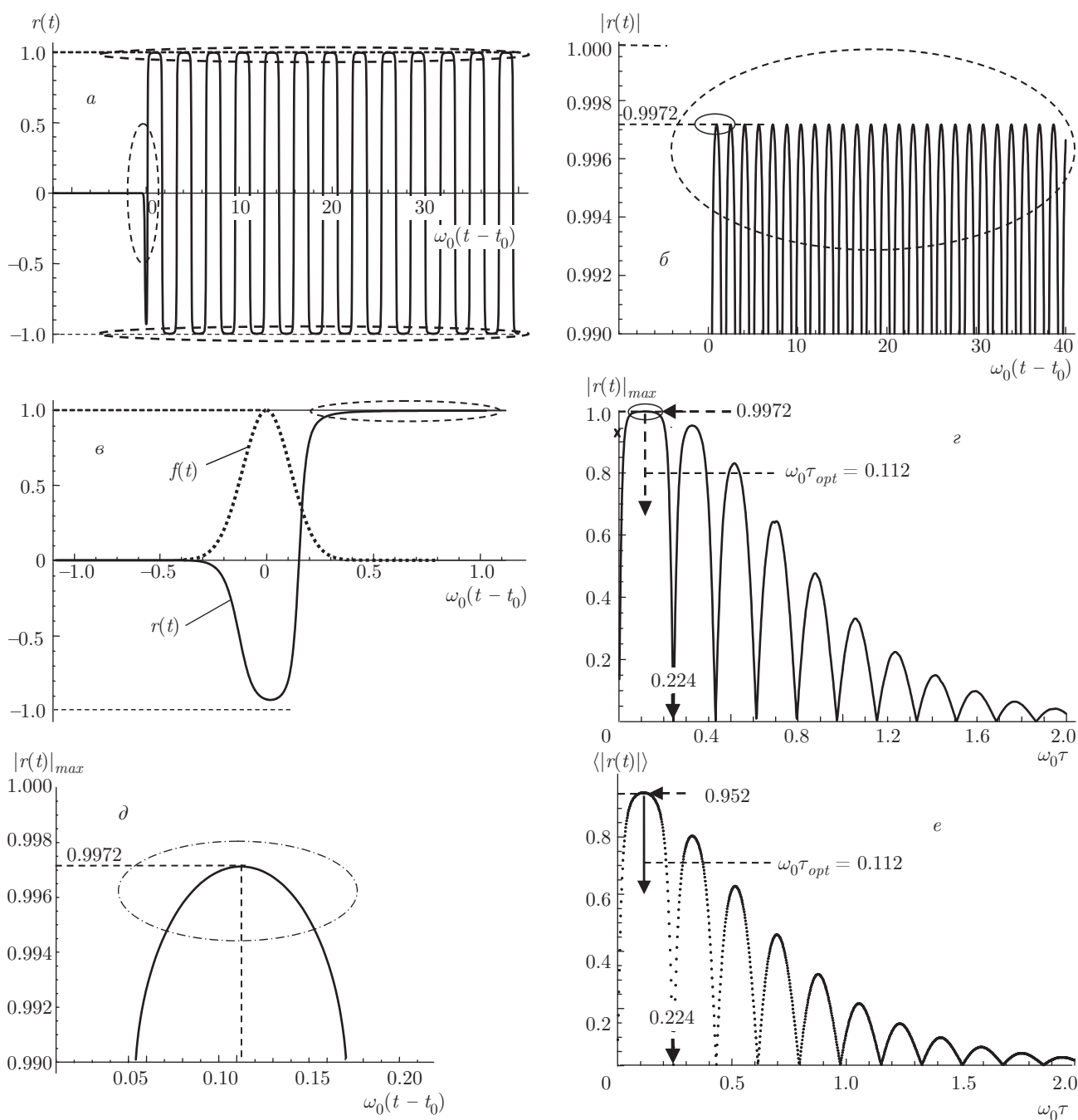
$$f(t) = g \exp[-(t - t_0)^2/2\tau^2], \quad t_0 \gg \tau$$

по отношению к стационарному значению  $\omega(t = 0) = \omega(t \rightarrow \infty) = \omega_0$  с учетом возможности изменения его параметров, но без учета наличия случайной флуктуирующей силы и затухания.

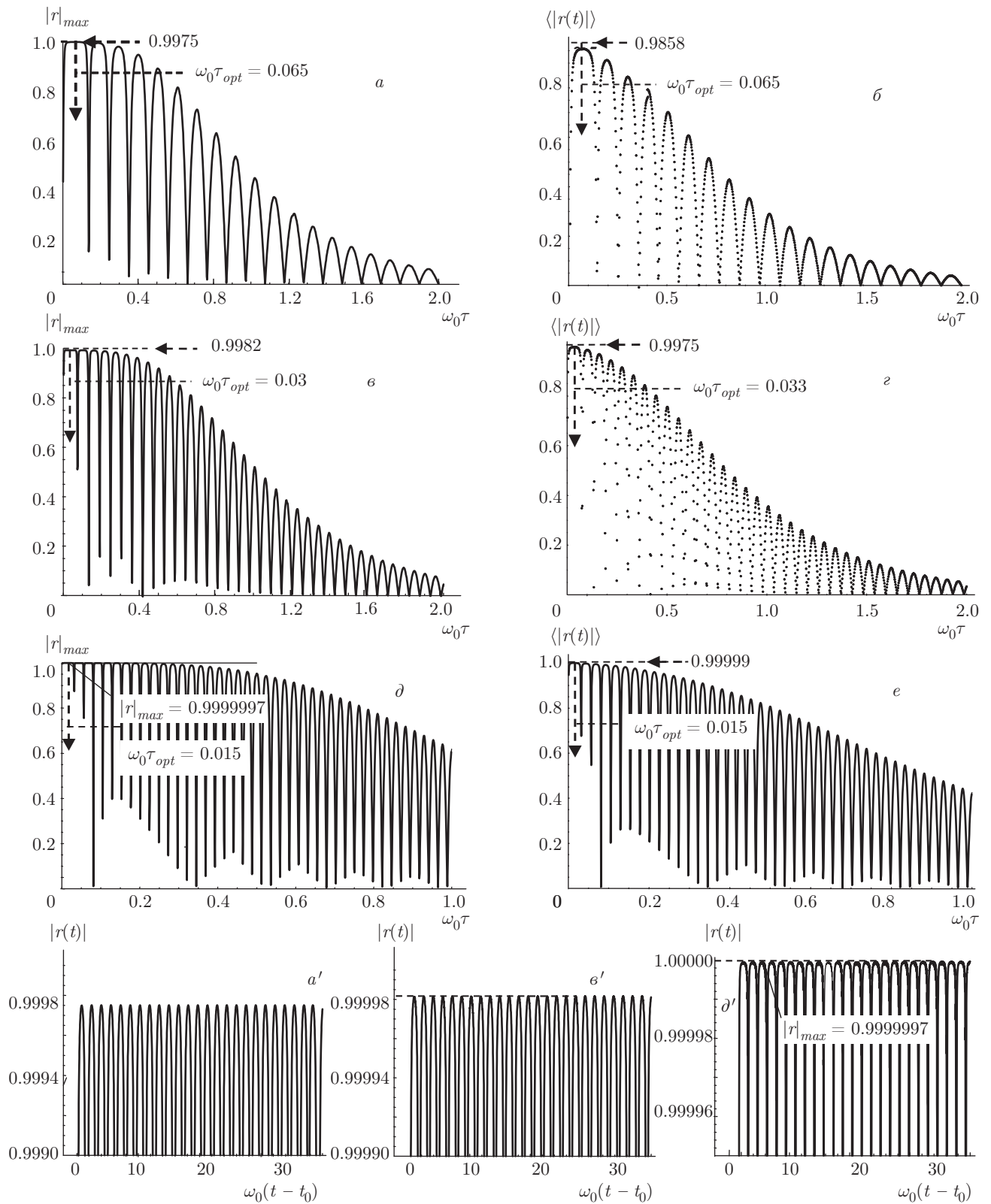
Прямой численный расчет на основе уравнений (14)–(16) показывает, что воздействие такого гауссова импульса  $f(t)$  приводит к быстрому формированию ККС, характеризующемуся периодически осцилляциями текущей величины коэффициента корреляции между предельными значениями  $\pm r(t)_{max}$ . Типичная зависимость  $r(t)$  для конкретной амплитуды импульса ( $g = 5$ ) и его длительности ( $\tau \approx 0.112/\omega_0$ ) показана на рис. 1а и более подробно на рис. 1б. На рис. 1б представлены структура первого максимума осциллирующего коэффициента корреляции  $r(t)$  при той же амплитуде  $g$  импульсной функции частотной модуляции  $f(t)$  (18), а также вид этой функции. Положение этого максимума отмечено на рис. 1а вертикально ориентированным штриховым контуром.

Смысл использования конкретной длительности  $\tau \approx 0.112/\omega_0$  для анализа величины  $r(t)$  непосредственно следует из зависимости максимального значения (амплитуды) коэффициента корреляции  $|r(t)|_{max}$  от длительности импульса, представленной на рис. 1г. Из этого графика видно, что эта зависимость характеризуется убывающими по амплитуде осцилляциями, первый максимум которых соответствует (при данной амплитуде  $g = 5$ ) величине  $\tau \approx 0.112/\omega_0$ . Более детальная структура этого максимума представлена на рис. 1д. Координата первого минимума зависимости  $|r(\tau)|_{max}$  от  $\tau$  соответствует величине  $\tau_{min} \approx 0.224/\omega_0$ .

Примерно такие же особенности (осцилляции и убывание до нуля при определенных значениях  $\tau$ )



**Рис. 1.** Зависимости коэффициента корреляции  $r(t)$  от времени при оптимальном (а, б, в) сочетании амплитуды ( $g = 5$ ) и длительности ( $\tau = 0.112/\omega_0$ ) импульса частотной модуляции  $f(t)$  (18): а — общий вид  $r(t)$ ; б — фрагмент при  $|r(t)|_{max} \approx 1$ ; в — структура  $r(t)$  и  $f(t)$  в области первого максимума функции  $|r(t)|_{max}$ ; г и е — зависимости  $|r(t)|_{max}$  и  $\langle r(t) \rangle$  от длительности  $\tau$  импульса частотной модуляции; д — структура первого максимума функции  $|r(t)|_{max}$ , представленной на графике г





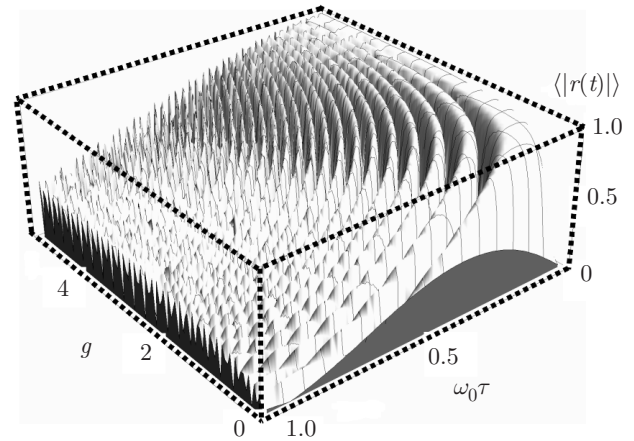
характеризуют зависимость усредненного по периоду осцилляций коэффициента корреляции

$$\langle |r(t)| \rangle = \frac{1}{t_2 - t_1} \int_{t_1}^{t_2} |r(t)| dt, \quad t_2 - t_1 = \frac{1}{\omega_0} \quad (19)$$

от длительности импульса (рис. 1е). Аналогичные зависимости  $|r|_{max}$  и  $\langle |r(t)| \rangle$  от длительности  $\tau$  импульса частотной модуляции при других значениях амплитуды этого импульса ( $g = 10, 20, 50$ ) представлены на рис. 2.

Из полученных результатов видно, что осцилляции (в том числе с убыванием до нуля) амплитудных значений текущего  $|r|_{max}$  и усредненного  $\langle |r(t)| \rangle$  коэффициентов корреляции является общей тенденцией зависимости этого коэффициента от длительности  $\tau$  и амплитуды  $g$  импульсного изменения частоты осциллятора. Очевидно, что аналогичные осцилляции имеют место при фиксации одного из этих параметров и вариациях другого. При возрастании одного из этих параметров период осцилляций зависимости коэффициента корреляции от другого параметра быстро уменьшается, а сами величины  $|r|_{max}$  и  $\langle |r(t)| \rangle$  в пределах каждого из максимумов этой осциллирующей зависимости резко возрастают и обе стремятся к одинаковому максимальному значению  $|r|_{max} \rightarrow 1, \langle |r(t)| \rangle_{max} \rightarrow 1$ , которому соответствует формально неограниченное возрастание коэффициента эффективности корреляции  $G \rightarrow \infty$ . При увеличении амплитуды  $g$  в интервале 5–50 величина  $|r|_{max}$  возрастает от  $|r|_{max} = 0.9972$  (чему соответствует  $G_{g=5} = 13.4$ ) до  $|r|_{max} = 0.999997$  и, соответственно,  $G_{g=50} = 1290$ . Важно отметить, что увеличение амплитуды  $g$  приводит также к быстрому возрастанию усредненного по времени коэффициента корреляции  $\langle |r(t)| \rangle$  от 0.952 до 0.99999, что соответствует  $\langle G_{g=50} \rangle \approx 224$ . Все отмеченные закономерности наглядно видны на трехмерном графике зависимости  $\langle |r(t)| \rangle$  от  $\tau$  и  $g$ , представленном на рис. 3.

**Рис. 2.** Зависимости максимального  $|r(t)|_{max}$  (а, в, д) и усредненного по времени  $\langle |r(t)| \rangle$  (б, з, е) коэффициентов корреляции от длительности  $\tau$  импульса частотной модуляции (18) при разной амплитуде этого импульса:  $g = 10$  (а, б); 20 (в, з); 50 (д, е). Нижний ряд — вид коэффициентов корреляции  $|r(t)|$  при тех величинах  $g$  и  $\tau$ , которые соответствуют основному (первому) максимуму зависимости  $|r(t)|_{max}$  и  $\langle |r(t)| \rangle$  от длительности  $\tau$ :  $g = 10, \tau = 0.065/\omega_0$  (а');  $g = 20, \tau = 0.033/\omega_0$  (в');  $g = 50, \tau = 0.015/\omega_0$  (д')



**Рис. 3.** График зависимости усредненного по времени коэффициента корреляции  $\langle |r(t)| \rangle$  от длительности  $\tau$  и амплитуды  $g$  симметричного гауссова импульса (18), действующего на частицу

### 3.2. Особенности формирования ККС при воздействии симметричного и полуограниченного по протяженности экспоненциального импульса

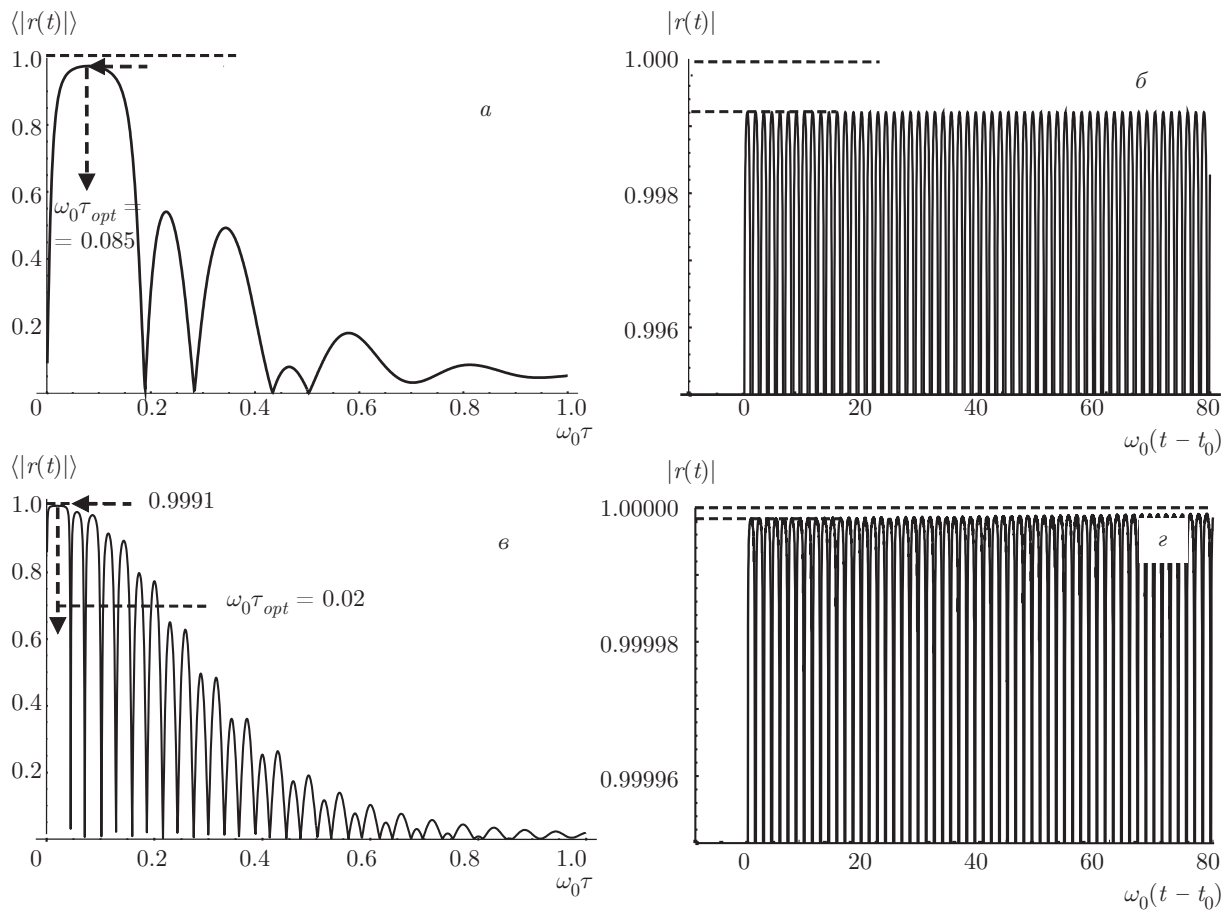
Обнаруженные выше особенности формирования ККС (в первую очередь резкая зависимость от длительности и амплитуды импульсного воздействия типа функции Гаусса, изменяющего частоту осциллятора) связаны с интерференционными процессами с участием разных собственных функций частицы в суперпозиционном состоянии в нестационарной параболической потенциальной яме. Рассмотрим эти же особенности в случае действия на частицу симметричного, а также полуограниченно по протяженности экспоненциальных импульсов.

На рис. 4 представлены зависимость усредненного по времени коэффициента корреляции  $\langle |r(t)| \rangle$  от длительности импульса  $\tau$  при воздействии на частицу симметричного экспоненциального импульса частотной модуляции

$$\omega = \omega_0 (1 + f(t)), \quad f(t) = g \exp(-|t - t_0|/\tau), \quad (20)$$

$$t_0 \gg \tau$$

с разными амплитудами ( $g = 10$  и  $g = 50$ ), а также явный вид текущего коэффициента корреляции  $|r(t)|$ , формируемой действием этого же импульса в области максимума функции  $\langle |r(t)| \rangle$  (при  $\tau \approx 0.085/\omega_0$  и  $\tau \approx 0.02/\omega_0$ ). Из этих результатов следует, что такое воздействие, как и в случае использования рассмотренного выше симметричного гауссова импульса, также приводит к чередованию уменьшающихся по амплитуде локальных максимумов



**Рис. 4.** Зависимости усредненного по времени коэффициента корреляции  $\langle |r(t)| \rangle$  от длительности  $\tau$  и амплитуды  $g$  симметричного экспоненциального импульса (20) ( $g = 10$  (а),  $g = 50$  (в)) и зависимости от времени текущего коэффициента корреляции  $|r(t)|$ , формируемой при оптимальной длительности импульса  $\tau_{opt}$ , которая соответствует максимуму функции  $\langle |r(t)| \rangle$  ( $g = 10$ ,  $\tau \approx 0.085/\omega_0$  (б),  $g = 50$ ,  $\tau \approx 0.02/\omega_0$  (г))

мов и убывающих до нуля минимумов зависимости коэффициента корреляции от  $\tau$  и  $g$ .

Далее рассмотрим особенности аналогичного процесса формирования ККС при воздействии на рассматриваемую частицу несимметричного, полуграниченного по протяженности экспоненциального импульса модуляции частоты

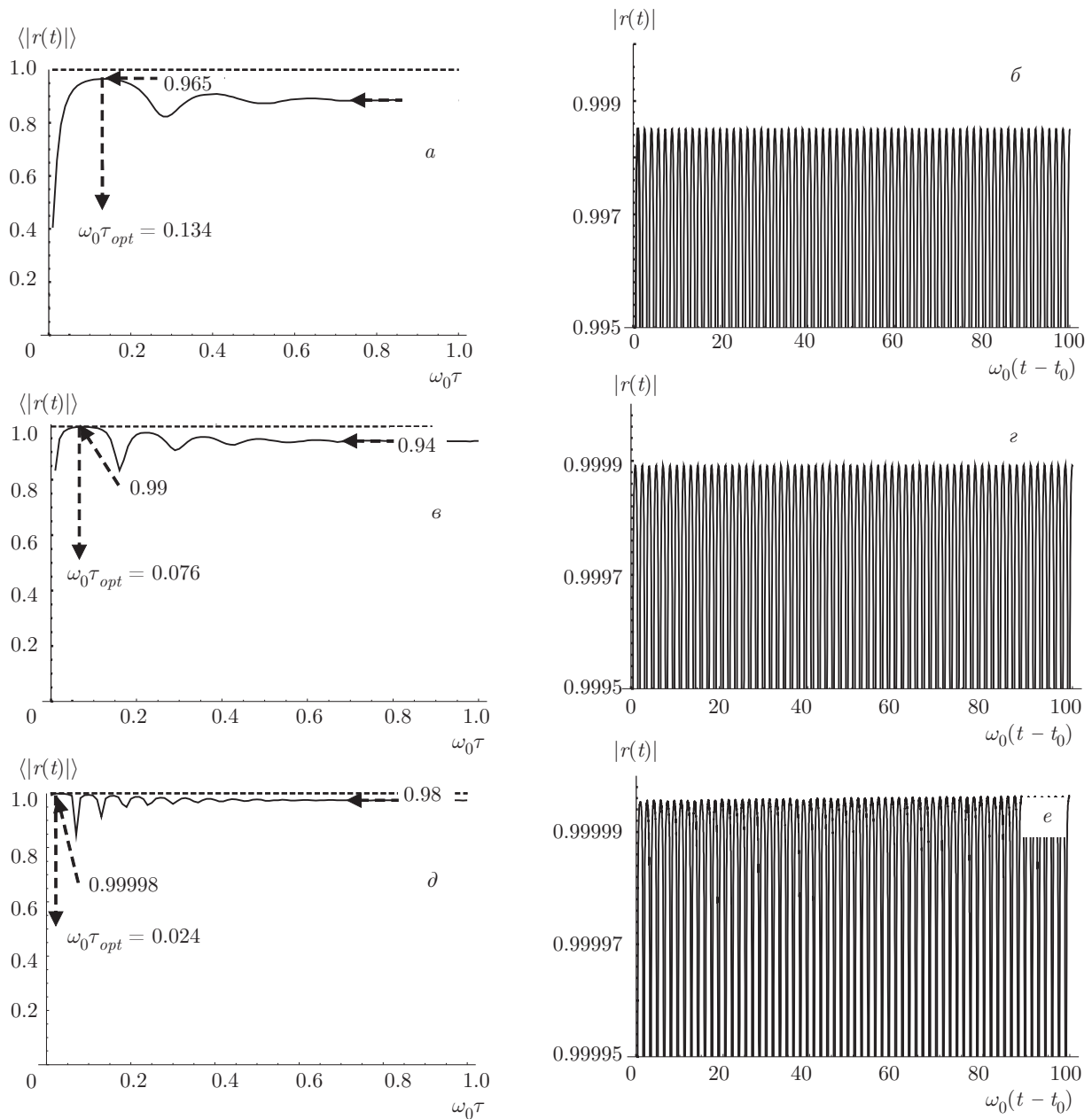
$$\begin{aligned} \omega &= \omega_0 (1 + f(t)), & f(t) &= 0, & t < t_0, \\ f(t) &= g \exp[-(t - t_0)/\tau], & t &\geq t_0. \end{aligned} \quad (21)$$

Необходимость исследования такого вида несимметричного воздействия обусловлена тем, что подобную структуру имеют многие характерные импульсные процессы, в частности — ударная волна. Результаты расчета для значений  $g = 10, 20, 50$  представлены на рис. 5.

Данный режим формирования ККС с помощью конкретного несимметричного импульса характери-

зуется примерно такой же эффективностью, как рассмотренные выше случаи использования симметричных (гауссова и экспоненциального) импульсов (18), (20). В частности, если для симметричного экспоненциального импульса (20) величина  $|r|_{max}$  при увеличении  $g$  от 10 до 50 возрастает от 0.9992 ( $G_{max} = 25$ ) при  $\tau \approx 0.085/\omega_0$  до 0.9999981 ( $G_{max} = 513$ ) при  $\tau \approx 0.02/\omega_0$ , то для несимметричного импульса (21) она возрастает от 0.9985 ( $G_{max} = 18$ ) при  $\tau \approx 0.134/\omega_0$  до 0.999996 ( $G_{max} = 353$ ) при  $\tau \approx 0.024/\omega_0$ .

Из результатов, представленных на рис. 5, видно, что в случае такой модуляции частоты сохраняется осциллирующий характер зависимости усредненного по времени коэффициента корреляции  $\langle |r(t)| \rangle$  от длительности  $\tau$  и амплитуды этого импульса, но изменяются структура и особенности этих осцилляций. Главные из них состоят в том, что минимальное



**Рис. 5.** Зависимости усредненного по времени коэффициента корреляции  $\langle |r(t)| \rangle$  от длительности  $\tau$  полуограниченно-по протяженности экспоненциального импульса (21) при его амплитуде  $g = 10$  (а), 20 (в), 50 (д) и зависимости от времени текущего коэффициента корреляции  $|r(t)|$ , формируемой при оптимальной длительности импульса  $\tau$ , которая соответствует максимуму функции  $\langle |r(t)| \rangle$  при амплитуде импульса  $g = 10$ ,  $\tau \approx 0.134/\omega_0$  (б);  $g = 20$ ,  $\tau \approx 0.076/\omega_0$  (з);  $g = 50$ ,  $\tau \approx 0.024/\omega_0$  (е)

значение  $|r(t)|$  не достигает нулевой величины, а сами осцилляции при увеличении длительности и амплитуды импульса модуляции постепенно сглаживаются и исчезают, что приводит к асимптотическому значению коэффициента корреляции  $\langle |r(t)| \rangle_{asympt}$ , зависящему от величин  $\tau$  и  $g$ .

Анализ показывает, что несмотря на это различие общая закономерность (существование оптимальной комбинации длительности импульса модуляции и максимальной частоты, или, что эквивалентно, амплитуды импульса, которая обеспечивает наиболее эффективное формирование ККС и, со-

ответственно, максимальную оптимизацию туннельного эффекта) в случае симметричного и несимметричного импульсов остается неизменной. В этом легко убедиться, если сравнить амплитуды коэффициентов эффективности корреляции  $G_{max} \approx 18, 158, 353$  для оптимальной длительности несимметричных импульсов (21), которым соответствуют максимальные значения  $|r(t)|$  и  $\langle |r(t)| \rangle$  соответственно при  $g = 10, 20, 50$ , с несопоставимо меньшими аналогичными коэффициентами  $G_{min} \approx 1.7, 1.8, 1.85$  в области первого минимума и с их асимптотическими значениями  $G_{asympt} \approx 2.2, 2.9, 5$ . Из этого сопоставления видно, что существенную роль в решении проблемы оптимизации маловероятных ядерных процессов при низкой энергии за счет использования ККС играют только те режимы воздействия на систему, которые соответствуют большим значениям  $G_{max} \gg 1$ .

#### 4. ВЛИЯНИЕ СЛУЧАЙНОЙ СИЛЫ НА ПРОЦЕСС ФОРМИРОВАНИЯ ККС ПРИ ИМПУЛЬСНОМ ВОЗДЕЙСТВИИ НА ЧАСТИЦУ

Рассмотренные выше результаты импульсного воздействия на параметры эффективного нестационарного гармонического осциллятора, в параболическом поле которого находится рассматриваемая частица, получены в идеализированном случае отсутствия внешнего дефазировочного воздействия. Очевидно, что поскольку процесс корреляции неразрывно связан с когерентностью и взаимным фазированием разных собственных состояний частицы в потенциальной яме, подобное воздействие должно существенно влиять на формирование и длительность существования ККС.

Коэффициент корреляции  $|r(t)|$  при наличии случайной силы с интенсивностью  $S$  может быть определен из системы уравнений (14) и (16) для соответствующих статистических моментов второго порядка  $m_{ij}$  (15), которые определяют итоговое изменение состояния частицы, усредненное по реализации случайной силы. Результаты соответствующего расчета представлены на рис. 6 в случае действия на осциллятор симметричного гауссова импульса (18)  $f(t) = g \exp[-(t - t_0)^2/2\tau^2]$  с амплитудами  $g = 5, 20, 50$  при разной интенсивности случайной силы  $S = 0, 0.001, 0.01, 0.1, 1.0$ . На графиках а-в представлены обобщенные зависимости  $|r(t)|$  от величины  $S$  при оптимальной длительности импульса ( $\tau \approx 0.112/\omega_0, 0.033/\omega_0, 0.015/\omega_0$  соответственно при  $g = 5, 20, 50$ ). Там же представлена

более детальная структура  $|r(t)|$  для самого оптимального (из числа рассмотренных) случая ( $g = 50, \tau \approx 0.015/\omega_0$ ) при разной интенсивности случайной силы.

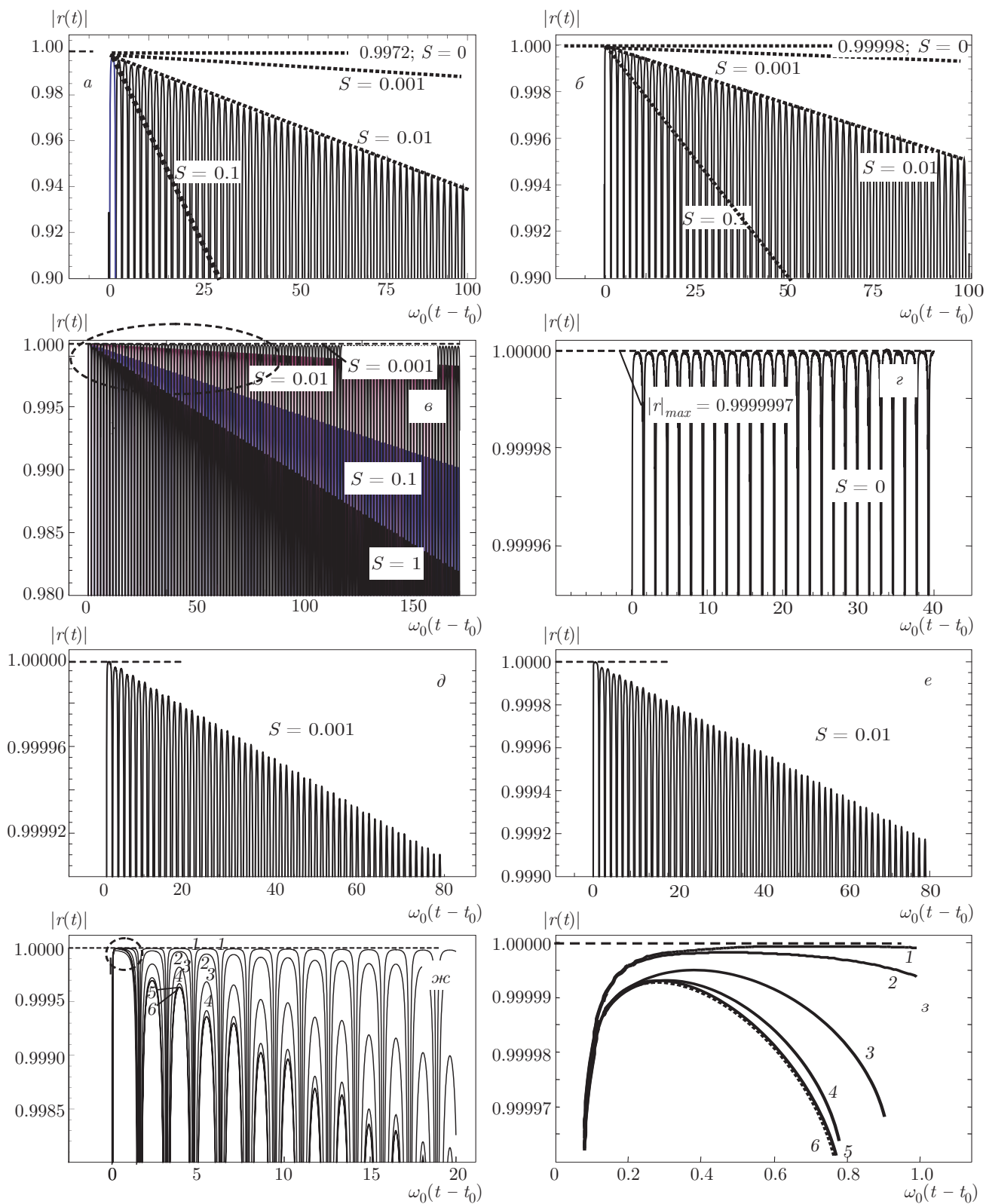
На рис. 6ж показана общая структура коэффициента корреляции, а на рис. 6з — структура ее первого максимума в области  $|r(t)| \approx 1$  при оптимальных параметрах  $g = 50, \tau \approx 0.015/\omega_0$  и разной интенсивности силы  $S$ . Графики функции  $|r(t)|$  для разной интенсивности случайной силы при  $S \geq 10$  визуально совпадают.

Из этих результатов следует, что наличие случайной силы, нарушающей оптимальные фазовые соотношения между разными собственными функциями частицы в нестационарной потенциальной яме, приводит, после начального формирования коррелированного состояния с большим коэффициентом  $|r(t)|_{max} \rightarrow 1$  и, соответственно, большим коэффициентом эффективности корреляции  $G_{max}(t)$ , к уменьшению этих величин. Темп уменьшения в общем случае зависит от интенсивности случайной силы  $S$ .

Очень интересным и важным является то обстоятельство, что в случае симметричного (в частности, гауссова) импульса увеличение интенсивности  $S$  до величины порядка  $S \approx 1$  ведет к быстрому уменьшению  $|r(t)|_{max}$ . При дальнейшем увеличении  $S$  это уменьшение становится малозаметным, а при  $S \geq 10-100$  величина  $|r(t)|_{max}$  перестает зависеть от  $S$ . Важность этого результата состоит в том, что на его основе можно прогнозировать формирование ККС даже в системах с очень большой интенсивностью случайной силы. Аналогичные результаты соответствуют влиянию случайной силы на процесс формирования ККС при использовании для этой цели симметричного экспоненциального импульса (20).

#### 5. ПРИКЛАДНЫЕ АСПЕКТЫ ИМПУЛЬСНОГО МЕТОДА ФОРМИРОВАНИЯ КОГЕРЕНТНЫХ КОРРЕЛИРОВАННЫХ СОСТОЯНИЙ ДЛЯ ОПТИМИЗАЦИИ ЯДЕРНЫХ ПРОЦЕССОВ

Полученные выше результаты показывают, что импульсное воздействие, изменяющее состояние частицы, находящейся в системе нестационарного (реального или формального) гармонического осциллятора, может приводить к формированию ККС, характеризуемого очень большими флуктуациями импульса и кинетической энергии частицы. Эти обстоятельства приводят к возможности ини-



цирования, например, ядерных или химических реакций как между такими частицами, так и с участием других ядер (атомов), которые находятся рядом с ними, но не участвуют в формировании ККС.

Характерным примером такого внешнего воздействия является электрический разряд в газе или жидкости. Протекание тока разряда  $J(t)$  сопровождается формированием импульсного азимутального магнитного поля  $H(\mathbf{r}, t)$ , в котором движение ионов соответствует перестраиваемому циклотронному резонансу, а сама система является полным (формальным) аналогом нестационарного гармонического осциллятора с тем же оператором Гамильтона. Рассмотренный выше формализм формирования ККС в нестационарном гармоническом осцилляторе в полной мере применим к такой системе с учетом очевидного изменения исходной частоты

$$\omega(t) = |q| \frac{H(t)}{Mc}. \quad (22)$$

Полученные выше результаты могут быть непосредственно имплементированы на этот случай, если в соответствии с выражением (18) считать, что

$$\begin{aligned} \omega(t) &= \omega_0 [1 + f(t)], & \omega_0 &= |q|H_0/Mc, \\ H(t) &= H_0[1 + f(t)], & H_{max} &= H_0(1 + g). \end{aligned} \quad (23)$$

Такое прямое сопоставление упрощает анализ задачи, но одновременно предполагает, что асимптотическое значение магнитного поля отлично от нуля и равно  $H(t \rightarrow \pm\infty) = H_0 \neq 0$ .

Процесс формирования ККС в том случае, когда  $H(t \rightarrow \pm\infty) = 0$ , может быть получен из (23) тремя разными способами: 1) изменением постановки задачи; 2) использованием предельного перехода  $H_0 \rightarrow 0$ ,  $H_0 f(t) \neq 0$  с одновременным перемасштабированием всех графиков; 3) анализом на основе

**Рис. 6.** Общий вид коэффициента корреляции  $|r(t)|$  при наличии случайной силы с интенсивностью  $S$  и действия на осциллятор симметричного гауссова импульса (18) с оптимальным сочетанием амплитуды  $g$  и длительности  $\tau$ :  $g = 5$ ,  $\tau \approx 0.112/\omega_0$  (а);  $g = 20$ ,  $\tau \approx 0.033/\omega_0$  (б);  $g = 50$ ,  $\tau \approx 0.015/\omega_0$  (в). Более подробная структура  $|r(t)|$  при  $g = 50$  и  $\tau = 0.015/\omega_0$  и интенсивности  $S = 0$  (з),  $S = 0.001$  (д),  $S = 0.01$  (е). Структура коэффициента корреляции (ж) и ее первого максимума (з) в области  $|r(t)| \approx 1$  при оптимальных параметрах  $g = 50$ ,  $\tau \approx 0.015/\omega_0$  и интенсивности  $S = 0.001$  (1); 0.01 (2); 0.1 (3); 1 (4); 10 (5);  $10^5$  (6)

исходных уравнений (10)–(15) с изменением начальных условий.

Рассмотрим первый случай, т. е. будем считать, что в рассматриваемой системе кроме импульсного магнитного поля  $H(t)$  существует слабое постоянное магнитное поле  $H_0 \ll H_{max}(t)$ . Такая постановка хорошо согласуется с реальными экспериментами и является, по сути, удобным методическим приемом. Остальные варианты требуют отдельного анализа.

При изменении  $H(t)$  в соответствии с выражением (23) происходит возрастание коэффициента корреляции  $r(t)$  для заряженных свободных частиц (ионов или ядер), вращающихся вокруг вектора напряженности магнитного поля. Возрастание  $|r(t)|$  ведет к очень существенному увеличению прозрачности кулоновского барьера и возможности ядерного синтеза при низкой энергии при взаимодействии с близкорасположенными ядрами. Это, в частности, могут быть аналогичные ядра, принадлежащие ионам, движущимся в магнитном поле, или те ядра, которые жестко связаны с нейтральными атомами или молекулами, находящимися в этом же объеме.

Из данных  $\omega_0\tau \approx 0.112, 0.065, 0.03, 0.015$ , представленных выше на рис. 1 и 2 и соответствующих при  $g = 5, 10, 20, 50$  условиям реализации максимальных значений  $|r|_{max}$  и  $\langle|r(t)|\rangle$  при заданной величине  $\omega_0$ , видно, что функциональная зависимость оптимальной длительности импульсного воздействия  $\tau$  и максимальной частоты  $\omega_{max} = \omega_0(1+g)$ , может быть записана в виде универсального соотношения

$$g\omega_0\tau \approx \omega_{max}\tau \equiv \tau|q|H_{max}/Mc \approx 0.6-0.7, \quad (24)$$

удобного для анализа реальных экспериментов. Легко понять причину такой закономерности.

В работах [7–9] было показано, что максимальная эффективность формирования ККС в нестационарном гармоническом осцилляторе и возможность достижения больших значений величин  $|r|_{max}$ ,  $\langle|r(t)|\rangle$  и  $G_{max}$  соответствует ситуации, когда частота  $\Omega_M$  управляемого внешним воздействием периодического изменения параметров этого осциллятора (частота модуляции) равна удвоенной собственной частоте этого осциллятора во время формирования ККС. При этом условии выполняется требование оптимальной синхронизации фаз собственных волновых функций частицы в потенциальной яме. Если применить этот результат к рассматриваемой задаче, то это будет соответствовать условию  $\Omega_{max} = 2\omega_{max}$ . С другой стороны, фурье-спектр импульса (18) имеет вид  $f(\Omega) = \tau g \exp(-\Omega^2\tau^2/2)$ , остается почти постоянным при

$\Omega_{max} \leq \sqrt{2}/\tau$  и резко убывает при  $\Omega_{max} > \sqrt{2}/\tau$ . Сопоставление двух последних формул приводит к соотношению  $\omega_{max}\tau \approx 1/\sqrt{2}$ , которое полностью совпадает с (24). Иначе говоря, условие оптимального формирования ККС совпадает с требованием обеспечения максимальной спектральной плотности воздействия на оптимальной частоте модуляции, что ведет к синхронизации всех флуктуаций.

Аналогичные результаты соответствуют двум другим рассмотренным случаям. В частности, из анализа действия симметричного (см. рис. 4) и полуограниченного несимметричного (см. рис. 5) экспоненциальных импульсов следуют соотношения между максимальной частотой осцилляций частицы (или, соответственно, максимальной напряженностью импульса магнитного поля) и полушириной этого импульса, отличающиеся от соотношения (24) только правой частью, равной соответственно 0.8–0.9 и 1.2–1.4, что легко объяснить небольшими различиями коэффициентов в фурье-спектре конкретных импульсов, описываемых функциями  $f(t)$  (18), (20), (21). Фактически различие между этими результатами и формулой (24) вообще исчезает, если учесть, что величина  $\tau$  в (24) согласно (18) связана с полушириной  $\Delta t$  функции  $f(t)$  соотношением  $\Delta t = \tau\sqrt{2}$ , что в итоге приведет к величине 0.85–1.10 в правой части выражения (24). Очевидно, что подобная закономерность носит общий характер и будет выполняться также при использовании импульсов другого вида.

Если исходить, например, из реальной длительности импульсов электрического разряда  $\tau \approx 10^{-7}$  с, то для формирования ККС свободных ионов водорода (протонов) с массой  $M_p$  оптимальная величина максимальной напряженности импульсного магнитного поля, образуемого электрическим разрядом, согласно (24) должна быть равна  $H_{max}^{(p)} \approx 600$  Э. Из интегрального уравнения Максвелла для циркуляции вектора напряженности магнитного поля,

$$\oint \mathbf{H}(r) d\mathbf{l} = 4\pi J/c,$$

следует, что такое поле на расстоянии  $R = 1$  см создает импульсный ток  $J(r, t)$  с амплитудой  $J_{max}^{(p)} = RcH_{max}^{(p)}/2 \approx 3$  кА, локализованный в области  $r \leq R$ . При таком методе условие (24) оптимального формирования ККС для максимума локального магнитного поля длительностью  $\tau$ , действующего на частицу массой  $M$ , а также для максимума импульсного тока  $J_{max}$ , генерирующего это поле на расстоянии  $R$ , принимает вид двух альтернативных соотношений:

$$\begin{aligned} \tau [c]H_{max} [\text{Э}] &\approx 6 \cdot 10^{-5} \frac{M}{M_p}, \\ \frac{\tau [c]J_{max} [A]}{R [cm]} &\approx 3 \cdot 10^{-4} \frac{M}{M_p}. \end{aligned} \quad (25)$$

В этом случае исходное асимптотическое поле при наиболее оптимальном (из числа рассмотренных) воздействии с  $g = 50$  равно  $H_0^{(p)} \approx 12$  Э, чему соответствует  $\omega_0^{(p)} \approx 10^5$  Гц. Для свободных дейтронов эти величины соответственно равны

$$H_{max}^{(d)} \approx 1200 \text{ Э}, \quad J_{max}^{(d)} \approx 6 \text{ кА}, \quad H_0^{(d)} \approx 24 \text{ Э},$$

$$\omega_0^{(d)} \approx 5 \cdot 10^4 \text{ Гц}.$$

Для длительности импульса  $\tau \approx 10^{-6}$  с при тех же параметрах находим  $H_{max}^{(p)} \approx 60$  Э,  $J_{max}^{(p)} \approx 300$  А,  $H_0^{(p)} \approx 1.2$  Э. Интересно отметить, что такая величина  $H_0^{(p)}$  сопоставима с магнитным полем Земли, присутствующим в любом эксперименте без специального магнитного экранирования. Этот результат, в частности, является одним из обоснований возможности использования соотношения (23) для анализа реальных экспериментов.

В результате такого воздействия на свободные протоны или дейтроны и без учета возможного действия случайной силы в рассмотренном примере с  $g = 50$  имеет место кратковременное формирование ККС с очень большим коэффициентом корреляции  $|r|_{max} = 0.9999997$  и коэффициентом эффективности корреляции  $G_{g=50} = 1290$ , что достаточно для эффективного туннелирования сквозь любой реальный потенциальный барьер. Еще более впечатляющие результаты могут быть получены при дополнительном увеличении  $g \gg 50$  с учетом соответствующего уменьшения длительности и увеличения амплитуды импульса магнитного поля.

Рассмотрим влияние внешней случайной силы, которая существенно корректирует эти результаты. Явный вид зависимости  $S$  от параметров плазмы или газа низкого давления был получен в работе [10]:

$$\begin{aligned} S &= \frac{1}{2} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau \left\langle \frac{1}{\Delta t} \int_{-\Delta t/2}^{\Delta t/2} f(t)f(t+\tau) dt \right\rangle_f \approx \\ &\approx \frac{M^* \sigma n}{2\hbar\omega_0^2} \langle (\Delta v)^2 \rangle_f \langle |v| \rangle_f. \end{aligned} \quad (26)$$

Здесь  $1/\Delta t = \sigma n|v|/\omega_0$  — безразмерная частота столкновений атомов в рассматриваемой среде (в

данном случае — в газе с концентрацией частиц  $n$ ),  $\sigma \approx 3 \cdot 10^{-16}$  см<sup>2</sup> — полное сечение упругого рассеяния атомов при низкой энергии,  $M^* = M/(1 + M/M_a)$  — приведенная масса при столкновении рассматриваемой частицы с другой частицей среды,  $\Delta v$  — изменение скорости частицы при упругом столкновении. В неоднородной газовой среде необходимо провести дополнительное усреднение  $S$  по всем компонентам.

Для оценки примем, что

$$\sqrt{\langle(\Delta v)^2\rangle_f} \approx \frac{1}{3} \langle|v|\rangle_f,$$

$$\langle|v|\rangle_f \approx \sqrt{\frac{kT}{M}}.$$

При типичной для экспериментов с электрическим разрядом концентрации атомов (молекул) в газе  $n \approx 10^{17-19}$  см<sup>-3</sup> и  $T = 300$  К находим интенсивность случайной силы  $S \approx 10^7-10^9$ . Если учесть, что в области канала разрядного тока температура может повышаться до  $T = 30000$  К ( $\approx 3$  эВ) (такие данные соответствуют каналу молнии [36]) или даже до 200 эВ [31], то эта интенсивность может вырасти до  $S \approx 10^9-10^{12}$ . Это, однако, не очень существенно влияет на процесс формирования ККС, поскольку из данных, полученных выше и представленных на рис. 6ж,з, следует, что максимальное значение коэффициента корреляции  $|r|_{max}$  при воздействии формирующего симметричного гауссова импульса (18) существенно уменьшается при возрастании интенсивности случайной силы до величины  $S \approx 10-100$  и остается практически неизменным при дальнейшем увеличении этой интенсивности (в том числе и при  $S \approx 10^9-10^{12}$ ).

При такой интенсивности  $S$  большое значение величин  $|r|_{max} \approx 0.999993$  и  $G_{g=50} \approx 270$ , как это следует из рис. 6ж,з, будет достигнуто (соответственно для протона или дейтрона) к моменту времени  $t^{(p)} \approx 0.22/\omega_0 \approx 2.2 \cdot 10^{-6}$  с или  $t^{(d)} \approx 4.4 \cdot 10^{-6}$  с после максимума возбуждающей функции  $f(t)$  и существовать в течение интервала времени  $\Delta t^{(p)} \approx 0.1/\omega_0 \approx 10^{-6}$  с или  $\Delta t^{(d)} \approx 2 \cdot 10^{-6}$  с. Эта величина  $G_{g=50}$  при наличии очень интенсивной случайной силы будет существенно меньше, чем в ее отсутствие, когда  $G_{g=50, S=0} = 1290$ . Однако даже при этом условии вероятность туннельного эффекта и последующих реакций с участием ядер химических элементов, присутствующих в газе, вырастет от предельно малых величин  $D_{r=0} \approx 10^{-250}-10^{-100}$ , соответствующих комнатной температуре для некоррелированных состояний частиц,

до  $D_{|r|_{max}} \approx (D_{r=0})^{1/G_{g=50}} \approx 0.3-0.7$  (6), что соответствует почти полной прозрачности барьера. Полная вероятность туннельного эффекта за время  $\Delta t$  зависит от числа столкновений между рассматриваемыми ядрами за этот интервал времени:

$$P \approx (\omega_0 \Delta t) D_{r_{max}} \approx 0.03-0.07. \quad (27)$$

Отметим, что продукты таких реакций (в том числе быстрые нейтроны и альфа частицы) неоднократно регистрировались при проведении экспериментов с газовым разрядом.

В частности, в работе [31] представлены результаты экспериментов по регистрации эмиссии на уровне примерно 2200 нейтронов/импульс при наносекундном электрическом разряде в газообразном дейтерии при низком давлении. Такой режим соответствует протеканию в объеме дейтерия реакции  $d(d, He^3)n$ .

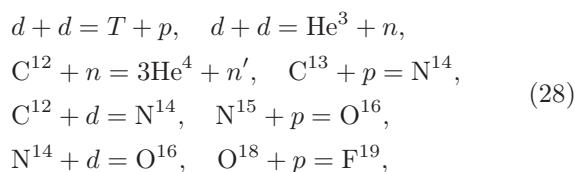
Структура разрядного импульса в этом эксперименте очень близка к гауссовой функции (18) с параметрами  $\tau \approx 1$  нс,  $J_{max} \approx 11$  кА. В работе [31] в качестве базового был рассмотрен ускорительный механизм, когда генерация нейтронов происходит за счет ускорения дейтронов и их взаимодействия с дейтерированным катодом. Однако в этой работе показано, что при давлении дейтерия около 1 Торр генерация нейтронов наблюдается при использовании не только дейтерированных катодов, но и катодов, не содержащих дейтерия. В этом случае авторы предполагали механизм реакции за счет сильного нагрева газовой среды с помощью ударной волны.

Этот же результат можно рассмотреть на основе развитого выше формализма ККС. Если сопоставить параметры этого эксперимента с оптимальным условием (25), обеспечивающим большие значения величин  $|r|_{max}$ ,  $\langle|r(t)|\rangle$  и  $G_{max}$  и, соответственно, большую вероятность туннелирования и реализацию ядерной реакции, то видно, что это условие будет выполняться около вершины острого электрода на малом расстоянии  $R \leq 1$  мм от его оси или в области локальной электронной взрывной эмиссии. Малый размер этих областей приводит к сравнительно малому итоговому выходу нейтронов, который можно объяснять и другими механизмами. Заметим, что при увеличении амплитуды или длительности импульса тока разряда примерно в 10 раз это условие будет выполняться даже возле внешней поверхности используемого в этой работе цилиндрического трубчатого электрода радиусом 3 мм, что должно привести к резкому увеличению выхода реакции.



Еще большее количество нейтронов (около 6000 нейтронов/импульс) регистрировалось в экспериментах [32] с электрическим разрядом в обычном воздухе. Авторы не предложили обоснованной модели обнаруженного эффекта.

Этот эффект достаточно хорошо объясняется, если предположить, что он вызван процессом формирования ККС дейтронов и протонов, находящихся в воздухе. Отметим, что дейтерий в воздухе находится как в виде молекул  $D_2$ , так и (в большем количестве) в составе водяного пара с общей концентрацией  $n_D \geq 10^{12}-10^{13} \text{ см}^{-3}$ , а действие электрического разряда формирует ионы атомарного и молекулярного дейтерия. Такие частицы могут стимулировать в воздухе много реакций типа



часть продуктов которых (в частности,  $\text{He}^4$ ) регистрировались в этом эксперименте.

При параметрах всего импульса ( $J_{max} \approx 10-15 \text{ кА}$ ,  $\tau \approx 100 \text{ нс}$ ) критерий (25) выполнялся на расстоянии  $R \approx 1.5 \text{ см}$  от оси тока. В то же время в этом эксперименте короткий импульс нейтронной генерации длительностью 20–30 нс был синхронизован с сопутствующим рентгеновским излучением и наблюдался на переднем фронте предимпульса тока при  $\tau \approx 220 \text{ нс}$  и  $J_{max} \approx 550 \text{ А}$ , что согласуется с условием (25) при  $R \approx 0.2 \text{ см}$  и предсказывает возможность протекания реакций (28) непосредственно возле внешней поверхности шнура разряда. В этом случае можно интерпретировать передний фронт предимпульса магнитного поля с момента возникновения и до момента генерации нейтронов как обращенный аналог полуограниченного по протяженности экспоненциального импульса, рассмотренного выше. Другой результат, соответствующий данному эксперименту (отсутствие генерации нейтронов при большем токе основного импульса) может быть обусловлен тем, что при увеличении тока вплоть до  $J_{max} \approx 10-15 \text{ кА}$  резко повышается температура плазмы в области разряда, что, согласно (26), очень сильно увеличивает интенсивность случайной дефазировочной силы  $S \propto T^{3/2}$ , существенно усложняет процесс формирования ККС и резко снижает его эффективность, хотя и не запрещает его.

Аналогичные эффекты автомодельного формирования ККС также могут объяснить механизм генерации нейтронов в воздухе при грозовом разряде

[37, 38] за счет синтеза с участием дейтерия, входящего в состав водяного пара.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V. V. Dodonov, E. V. Kurmishev, and V. I. Manko, *Phys. Lett. A* **79**, 150 (1980).
2. В. В. Додонов, В. И. Манько, *Труды ФИАН* **183**, 71 (1987).
3. В. В. Додонов, А. Б. Климов, В. И. Манько, *Труды ФИАН* **200**, 56 (1991).
4. V. V. Dodonov, A. B. Klimov, and V. I. Man'ko, *Phys. Lett. A* **220**, 41 (1996).
5. В. И. Высоцкий, С. В. Адаменко, *ЖТФ* **80**, 23 (2010).
6. В. И. Высоцкий, М. В. Высоцкий, С. В. Адаменко, *ЖЭТФ* **141**, 276 (2012).
7. В. И. Высоцкий, С. В. Адаменко, М. В. Высоцкий, *ЖЭТФ* **142**, 627 (2012).
8. V. I. Vysotskii and M. V. Vysotskyu, *Eur. Phys. J. A* **49**, 99 (2013), DOI 10.1140/epja/i2013-13099-2.
9. V. I. Vysotskii, S. V. Adamenko, and M. V. Vysotskyu, *Ann. Nucl. Energy* **62**, 618 (2013).
10. В. И. Высоцкий, М. В. Высоцкий, *ЖЭТФ* **145**, 615 (2014).
11. V. V. Dodonov and A. V. Dodonov, *J. Russ. Laser Res.* **35**, 39 (2014).
12. A. V. Dodonov and V. V. Dodonov, *Phys. Lett. A* **35**, 1071 (2014).
13. В. И. Высоцкий, М. В. Высоцкий, *ЖЭТФ* **148**, 643 (2015).
14. V. I. Vysotskii and M. V. Vysotskyu, *Current Sci.* **108**, 524 (2015).
15. E. Schrödinger, *Ber. Kgl. Akad. Wiss., Berlin*, S24, 296 (1930).
16. H. P. Robertson, *Phys. Rev. A* **35**, 667 (1930).
17. V. V. Dodonov and A. V. Dodonov, *Phys. Scripta* **90**, 074049 (2015).
18. В. И. Высоцкий, С. В. Адаменко, М. В. Высоцкий, *Поверхность* № 4, 88 (2012).
19. V. I. Vysotskii, M. V. Vysotskyu, and S. Bartalucci, *Ann. Nucl. Energy* **62**, 613 (2013).
20. V. I. Vysotskii and A. A. Kornilova, *Ann. Nucl. Energy* **62**, 626 (2013).

21. V. I. Vysotskii and A. A. Kornilova, *Current Sci.* **108**, 636 (2015).
22. V. N. Chernega, *J. Russ. Laser Res.* **34**, 168 (2013).
23. D. Letts, D. Cravens, and P. I. Hagelstein, *Low-Energy Nuclear Reactions Sourcebook*, Vol. 2, Amer. Chem. Soc., Washington DC (2009), pp. 81–93.
24. В. И. Высоцкий, М. В. Высоцкий, *ЖЭТФ* **147**, 279 (2015).
25. V. I. Dubinko, *Lett. Materials* **5**, 87 (2015).
26. *Controlled Nucleosynthesis. Breakthroughs in Experiment and Theory*, Series: Fundamental Theories of Physics, Vol. 156, ed. by S. Adamenko, F. Selleri, and Alwyn van der Merwe, Springer, Berlin (2007).
27. S. V. Adamenko and V. I. Vysotskii, *Foundations Phys.* **34**, 1801 (2004).
28. S. V. Adamenko and V. I. Vysotskii, *Foundations Phys. Lett.* **17**, 203 (2004).
29. S. V. Adamenko and V. I. Vysotskii, *Foundations Phys. Lett.* **19**, 21 (2006).
30. L. I. Urutskoev, V. I. Liksonov, and V. G. Tsinoev, *Ann. de la Found. Louis de Broglie* **27**, 701 (2002).
31. М. И. Ломаев, Б. А. Нечаев, В. Н. Падалко и др., *ЖТФ* **82**, 126 (2012).
32. A. V. Agafonov, A. V. Bagulya, O. D. Dalkarov et al., *Phys. Rev. Lett.* **111**, 115003 (2013).
33. R. Mills, <http://brilliantlightpower.com>.
34. P. Caldirola, *Nuovo Cim.* **18**(9), 393 (1941).
35. E. Kanai, *Progr. Theor. Phys.* **3**, 440 (1948).
36. Э. М. Базылян, Ю. П. Райзер, *Физика молнии и молниезащита*, Физматлит, Москва (2001).
37. A. V. Gurevich, V. P. Antonova, A. P. Chubenko et al., *Phys. Rev. Lett.* **108**, 125001 (2012).
38. Б. Ж. Залиханов, *ЭЧАЯ* **47**(1), 193 (2016).