

Отдельный оттиск

АКАДЕМИЯ НАУК СССР

25

успехи физических наук

ЖУРНАЛ ОСНОВАН в 1918 г.

ИЗДАТЕЛЬСТВО · НАУКА ·

ГЛАВНАЯ РЕДАКЦИЯ
ФИЗИКО-МАТЕМАТИЧЕСКОЙ
ЛИТЕРАТУРЫ

ТОМ 152
ВЫПУСК 1
МАЙ
1987

ТОМ 152 · ВЫПУСК 1

1987 успехи физических наук

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ
И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ АКАДЕМИИ НАУК СССР**

(29—30 октября 1986 г.)

29 и 30 октября 1986 г. в Институте физических проблем им. С. И. Вавилова АН СССР состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

29 октября

1. А. В. Гапонов-Грехов, М. И. Рабинович. Нелинейная динамика неравновесных сред: структуры и турбулентность.
2. Ф. В. Бункин, Н. А. Кириченко, Б. С. Лукьянчук. Структуры при лазерном окислении металлов.

30 октября

3. Г. М. Заславский, Р. З. Сагдеев, Д. А. Усиков, А. А. Черников. Стохастическая паутина и генерация структур.
4. Д. Л. Шепелянский. Квантовый хаос: диффузионный фотоэффект в водороде.
5. Г. П. Берман. О некоторых свойствах квантового хаоса.
Краткое содержание докладов приводится ниже.

532.517.4(048)

А. В. Гапонов-Грехов, М. И. Рабинович. Нелинейная динамика неравновесных сред: структуры и турбулентность. Нетрадиционность задач современной динамической теории нелинейных неравновесных сред связана, в первую очередь, с явлениями структурообразования и пространственного развития турбулентности. Исследования этих и близких явлений требуют выработки новых моделей, методов и, что не менее важно, адекватных образов и понятий, общих для неравновесных сред произвольной природы. В докладе обсуждаются теоретические и экспериментальные результаты в следующих направлениях (они представляются сейчас наиболее важными); самозарождение и формирование в изначально однородных средах устойчивых локализованных образований — «автоструктур»¹⁻⁴, превращение одних структур в другие при изменении параметров среды — «бифуркации пространственных образов»; хаотическая динамика ансамблей структур и переход к турбулентности — «структурная турбулентность», решеточные модели⁵⁻⁸; возникновение и развитие турбулентности (динамического хаоса) в потоковых системах — «пространственные бифуркации»⁹; моделирование процессов роста структур в возбудимых средах — «пространственное саморазвитие (самостройка) структур»^{10, 11}.

важнейшая связь между покрытием Пенроуза и свойствами «генератора покрытий» (tiler mapping) $\hat{M}_{\alpha=2\pi/q}$ при $q = 5$ (рис. 1).

Существование в явной форме гамильтониана H_q и «генератора покрытий» $\hat{M}_{\alpha=2\pi/q}$ (q — целое) позволяет исследовать многие важные свойства подобных структур с симметрией типа «квазикристалл». Они определяются как структуры с симметрией линий уровня H_q (q — целое). Плотность состояний при $q \geq 7$ близка по своим свойствам к плотности состояний жидкости. Структуры с $q = 5, 7 \dots$ могут являться промежуточными при переходе порядок — хаос (рис. 2).

Семейство линий уровня для H_q состояний — из большого числа односвязных областей с различными площадями и геометрией. Это семейство также фрактально и обладает скейлинговыми свойствами. Распределение эллиптических и гиперболических точек сосредоточено, в основном, в некоторых энергетических зонах и, по-видимому, также сохраняет симметрию типа «квазикристалл»⁵.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Filonenko N. N., Sagdeev R. Z., Zaslavsky G. M. // Nucl. Fusion. 1967. V. 7. P. 253.
2. Арнольд В. И. // ДАН СССР. 1986. Т. 156. С. 9.
3. Заславский Г. М., Захаров М. Ю., Сагдеев Р. З., Усиков Д. А., Черников А. А. // ЖЭТФ. 1986. Т. 91. С. 500.
4. Заславский Г. М., Захаров М. Ю., Сагдеев Р. З., Усиков Д. А., Черников А. А. // Письма ЖЭТФ. 1986. Т. 44 С. 349.
5. Заславский Г. М., Сагдеев Р. З., Усиков Д. А., Черников А. А. Препринт ИКИ АН СССР. — Москва, 1987.

539.184.5(049.3)

Д. Л. Шепелянский. Квантовый хаос: диффузионный фотоэффект в водороде. Процесс ионизации высоковозбужденного атома водорода в монохроматическом электромагнитном поле представляет собой пример необычного фотоэффекта, в котором ионизация на частоте, много меньшей энергии ионизации ($\omega \ll I$), идет гораздо быстрее однофотонной ($\omega > I$)¹. Столь быстрая ионизация связана с возникновением динамического хаоса⁴ в классической системе при напряженности поля, большей критической: $\epsilon > \epsilon_c = \omega_0^{-1/3} n^{-4}$ (используются атомные единицы, $\omega_0 = \omega n^3 \gg 1$), когда происходит перекрытие нелинейных резонансов⁵⁻⁷. При этом возникает вопрос о влиянии квантовых эффектов на хаотическое движение (квантовый хаос), что представляет также и общезначительный интерес.

В области хаоса возбуждение электрона описывается диффузионным уравнением со скоростью диффузии^{6,7} $D = \langle (\Delta n)^2 \rangle / \Delta \tau = 2\epsilon^2 n^3 \omega^{-7/3}$ (для определенности ограничимся случаем линейнополяризованного поля и начальных состояний с параболическими и магнитным квантовыми числами $n_1 \gg n_2 \sim 1$ и $m = 0$, в котором динамика может описываться одномерным уравнением Шрёдингера⁸; $\tau = \omega t / 2\pi$). Из-за быстрого роста D с номером уровня n диффузионная ионизация происходит за характерное время $\tau_I \sim \sim n^2 / D$, а ее скорость $\Gamma_D \sim \omega / \tau_I$ при $\omega \sim n^{-3}$ во много раз превышает скорость однофотонной ионизации Γ_ϕ при $\omega = I = (2n^2)^{-1}$: $\Gamma_D / \Gamma_\phi \sim n^{4/3} / 8$ ¹.

На рис. 1 представлена зависимость вероятности ионизации (суммарная вероятность на уровнях с $n \geq 100$ и в континууме в %) в момент времени $t = 80 \ln n_0^3 \approx 2 \cdot 10^{-9}$ с от частоты поля, полученная путем численного моделирования классических (1) и квантовых (2) уравнений движения¹. Начальный номер уровня $n_0 = 66$, напряженность поля фиксирована $\epsilon = = 0,05 n_0^{-4} \approx 14$ В/см. При $\omega > \omega_0 \approx I$ численные данные прекрасно согласуются с теоретической скоростью однофотонной ионизации (линия). В ин-

тервале $\omega_c \ll \omega_0 \ll \omega_l$ квантовая вероятность удовлетворительно согласуется с классической, что свидетельствует о том, что в квантовой системе также идет диффузионное возбуждение. Нижняя граница диффузионного фотоэффекта $\omega_c \sim 1$ определяется тем, что при частотах, меньших кеплеровской, в системе отсутствуют первичные резонансы, и поэтому движение электрона является устойчивым ⁶.

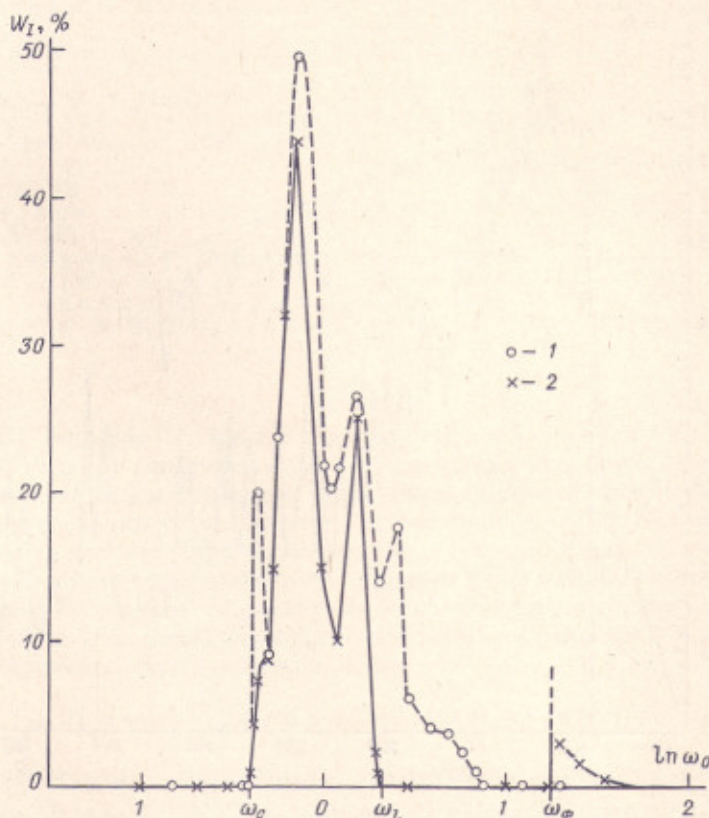


Рис. 1

Верхняя граница $\omega_l \approx (6e^2 n_0^3)^{2/7}$ возникает из-за того, что квантовые эффекты приводят к локализации хаоса ^{2,8}, что впервые наблюдалось для простой модели квантового ротатора ^{9,10}. Вследствие этого в системе устанавливается стационарное распределение по уровням вида $f_n \propto \exp(-2 |n - n_0|/l)$ с длиной локализации $l \approx D$ ^{2,10,11}. Пример локализации в водороде приведен на рис. 2 для параметров $n_0 = 66$, $\omega_0 = 2,5$, $e n_0^4 = 0,04$, распределение f_n усреднялось в интервале $80 < \tau \leq 120$. Из него видно, что квантовое распределение (сплошная линия) локализовано, а классическое (мелкий пунктир — численные данные) удовлетворительно описывается аналитическим решением диффузионного уравнения (пунктир) ³.

Отметим, что на высоких уровнях в распределении возникают пики, соответствующие цепочке однофотонных переходов ². Если матричный элемент такого перехода ⁶ $\epsilon z_{nn'} \approx 0,4 \epsilon \omega^{-5/3} (nn')^{-3/2} \approx 0,4 \epsilon \omega^{-5/3} n^{-3} \text{ с } \frac{1}{2n^2}$ —

$\frac{1}{2n'^2} = \omega \gg n^{-3}$ много меньше, чем расстояние между соседними уровнями n^{-3} , то его вероятность мала $\sim (\epsilon \omega^{-5/3})^2$ и не зависит от n . В этом случае цепочка однофотонных пиков локализована, а скорость ионизации равна

$\Gamma_I \sim (\epsilon\omega^{-5/3})^{2k} \Gamma_\Phi$, где $k = n_0/2\omega_0$ — число пиков, а $\Gamma_\Phi \approx (\epsilon\omega^{-5/3})^2 \omega^{3/2}$ — скорость перехода с последнего пика в континуум. При $\omega^{5/3} \ll \epsilon < \epsilon_c$ ионизация в классической системе отсутствует, а в квантовой системе идет благодаря туннелированию сквозь инвариантные кривые: $\Gamma_I \sim (\omega/\tau_I) \exp[-Cn_0(\epsilon_c - \epsilon_0)/\epsilon_0]$, где C — некоторая числовая константа.

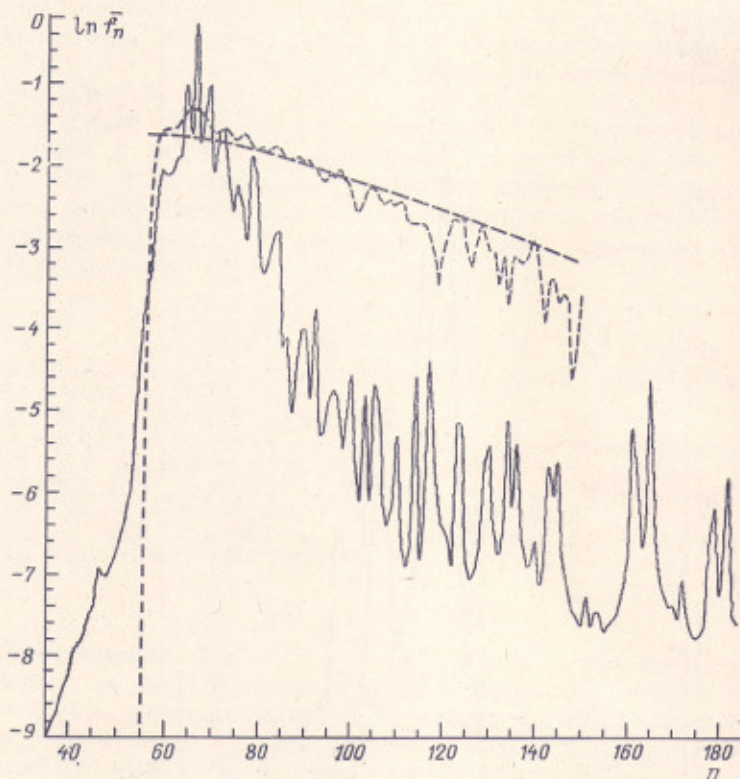


Рис. 2

В области хаоса при $l \sim n_0$ из-за роста D с n в системе происходит делокализация. В этом режиме квантовый процесс возбуждения удовлетворительно согласуется с классическим¹⁻³. Тем не менее даже в области делокализации в квантовой системе нет локальной неустойчивости. Это приводит к тому, что в численном моделировании при обращении времени ($\psi \rightarrow \psi^*$) в момент $\tau = \tau_r$ вся вероятность (даже из континуума) возвращается на начальный уровень n_0 в момент $\tau = 2\tau_r$ (с точностью 10^{-16})³. В классической системе такая обратимость отсутствует из-за экспоненциальной неустойчивости траекторий.

В настоящее время фактически имеются всего два лабораторных эксперимента^{12,13}, в которых электрон находился в области классического хаоса ($n_0 \sim 60$, $\omega_0 \sim 0,5$, $\epsilon n_0^4 \sim 0,06$). Результаты этих экспериментов удовлетворительно согласуются с данными численного моделирования классической динамики^{12,14} и в данном случае подтверждают классическую картину диффузионной ионизации. Причина этого заключается в том, что эксперименты проводились в области делокализации $\omega_0 < \omega_l$. Для наблюдения режима квантовой локализации хаоса требуется провести эксперименты при более высокой частоте: $\omega_0 > \omega_l$. В этой области квантовые эффекты играют существенную роль¹⁻³ и классическая картина процесса ионизации^{7,13,14} оказывается неприменимой.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Casati G., Chirikov B. V., Guarneri I., Shepelyansky D. L.// Phys. Rev. Lett. 1986. V. 57. P. 823.
2. Ibidem. 1984. V. 53. P. 2525.
3. Ibidem. 1986. V. 56. P.2437.
4. Лихтенберг А., Либерман М. Регулярная и стохастическая динамика, —М.: Мир, 1984.
5. Меерсон Б. И., Око Е. А., Сасоров П. В.//Письма ЖЭТФ. 1979. Т. 29, С. 79.
6. Делоне Н. Б., Крайнов В. П., Шепелянский Д. Л.//УФН. 1983, Т. 140. С. 335.
7. Jensen R. V.//Phys. Rev. Ser. A. 1984. V. 30. P. 386.
8. Shepelyansky D. L.//Proc. of Intern. Conference on Quantum Chaos. 1983.— New York: Plenum, 1985.— P. 187.
9. Casati G., Chirikov B. V., Ford J., Izrailev F. M.//Lect. Not. Phys. 1979. V. 93. P. 334.
10. Chirikov B. V., Izrailev F. M., Shepelyansky D. L.//Sov. Sci. Rev. 1981. V. 2C. P. 209.
11. Shepelyansky D. L.//Phys. Rev. Lett. 1986. V. 56. P. 677.
12. Bayfield J. E., Koch P. M.//Ibidem. 1974. V. 33. P. 258.
13. Van Leeuwen K. A. H. et al.//Ibidem. 1985. V. 54. P. 2057.
14. Leopold J. G., Percival I. C.//Ibidem. 1978. V. 41. P. 944.

539.184.5(048)

Г. П. Берман. О некоторых свойствах квантового хаоса. При изучении стохастичности в классических гамильтоновых системах эффективными и удобными понятиями являются «нелинейный резонанс» и «параметр перекрытия» нелинейных резонансов¹. Переход от регулярного движения к хаотическому возможен уже в системе двух нелинейных резонансов и возникает при достаточно сильном их взаимодействии (перекрытии). В докладе рассмотрены характерные динамические и спектральные свойства системы двух взаимодействующих квантовых нелинейных резонансов, укороченный гамильтониан которой имеет вид

$$\hat{H} = -\gamma \hbar^2 \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + V_1 \cos(k_1 \theta - \Omega_1 t) + V_2 \cos(k_2 \theta - \Omega_2 t)$$

с периодическими граничными условиями для волновой функции: $\psi(\theta + 2\pi, t) = \psi(\theta, t)$. Гамильтониан \hat{H} описывает взаимодействие излучения, содержащего две частоты, с нелинейной квантовой системой в области квазиклассического заселения²⁻⁴. Параметры γ , $V_{1,2}$, $\Omega_{1,2}$ — перенормированные константа ангармонизма, амплитуды и частоты внешнего поля, $k_{1,2}$ — целые числа. Гамильтониан \hat{H} получен в так называемом приближении умеренной нелинейности² и совпадает с гамильтонианом квантового ротора в поле двух волн. В классическом пределе ($-i\hbar \partial / \partial \theta \rightarrow I$ — действие) \hat{H} переходит в $H(I, \theta)$, и при параметре перекрытия $K < K_c$ существуют два первичных резонанса с центрами по действию в точках $I_{1,2} = \Omega_{1,2} / 2\gamma k_{1,2}$. Эти первичные резонансы приводят в классическом случае к появлению резонансов более высокого порядка. В результате классическое фазовое пространство обладает свойством ренормализации⁵. В квантовом случае также может быть развит метод ренормализации исходного гамильтониана \hat{H} ^{6,7}. Такая процедура хорошо определена, если число уровней, захваченных в первичные квантовые резонансы велико, $\delta l = (4/\hbar l) (2V/\gamma)^{1/2} \gg 1$ ($V_{1,2} = V$, $k_{1,2} = 1$) — условие квазиклассичности первичных резонансов. В результате, ренормированный гамильтониан, описывающий поведение системы между ближайшими вторичными резонансами, совпадает по форме с исходным. Такая ренормализация в квантовом случае (в отличие от классического) повторяется конечное число раз до тех пор, пока ширина высоких резонансов по действию не сравняется со значением \hbar . Численно рассмотрены структура