ВЗАИМОСВЯЗЬ МЕЖДУ ЭФФЕКТАМИ СЖАТИЯ И НЕУСТОЙЧИВОСТИ

В. В. Мармыш, В. И. Кувшинов, В. А. Шапоров

В настоящее время очень важно для создания оптических коммуникаций и постановки сверхточных экспериментов уметь управлять величиной квантовой флуктуации. Уменьшение квантовой флуктуации напрямую связанно с эффектом квантового сжатия [1, 2, 3]. Было показано, что эффект сжатия увеличивается в районе точки бифуркации [4, 5, 6]. Также было показано, что для хаотических систем эффект сжатия зависит экспоненциальным образом от времени, а для регулярных – степенным [7, 8].

Состояние классической гамильтоновой системы с s степенями свободы в некоторый момент времени t полностью характеризуется следующим вектором в фазовом пространстве:

$$\left\{y^m\right\}=\left\{p^1,p^2,...,p^s,q^1,q^2,...,q^s\right\}, \tag{1}$$

где индекс $m=\overline{1,2s}$. Тогда классические уравнения движения Гамильтона можно записать в следующем виде:

$$\frac{dy^m}{dt}=\gamma^{mn}\frac{\partial H}{\partial y^n}, \quad m,n=\overline{1,2s}, \tag{2}$$

где γ^{mn} – тензор размера (2s×2s) имеет следующий явный вид (I_s – единичная матрица размера s×s):

$$\left\{\gamma^{mn}\right\}=\begin{bmatrix} 0 & -I_s \\ I_s & 0 \end{bmatrix}. \tag{3}$$

Введем возмущение траектории, связанное с изменением начальных условий в определенный момент времени $\delta y^m=\underset{(2)}{y^m}-\underset{(1)}{y^m}$. Линеаризованные уравнения движения для возмущения траектории на невозмущенном решении имеют вид

$$\frac{d}{dt}\delta y^m=\Gamma^m{}_n\delta y^n, \text{ где } \Gamma^m{}_n=\gamma^{mn}\left.\frac{\partial^2 H}{\partial y^n\partial y^l}\right|_{y^k=\underset{(1)}{y^k}}, \tag{4}$$

$\Gamma^m{}_n$ – матрица устойчивости. Ее собственные значения определяют характер устойчивости системы [9, 10, 11].

Для выявления эффекта сжатия необходимо исследовать как дисперсии квадратурных операторов, так и дисперсии их линейных комбинаций; это приводит нас к рассмотрению матрицы дисперсии [12, 13]

$$g^{mn} = \hbar^{-1}\frac{1}{2}\left\langle \delta\hat{y}^{m}\delta\hat{y}^{n} + \delta\hat{y}^{n}\delta\hat{y}^{m} \right\rangle, \text{ где } \delta\hat{y}^{m} = \hat{y}^{m} - \left\langle \hat{y}^{m} \right\rangle. \tag{5}$$

Рассмотрим систему, гамильтониан которой квадратичен по импульсам и координатам. При этом будем предполагать, что система находится во внешнем поле и что это приводит к явной зависимости коэффициентов гамильтониана от времени, которые будем считать вещественными и симметричными. Тогда гамильтониан системы выглядит следующим образом:

$$\hat{H} = \frac{1}{2}K_{mn}(t)\hat{y}^{m}\hat{y}^{n}, \quad K_{mn}(t) = K_{nm}(t) = K^{*}{}_{mn}(t). \tag{6}$$

Эволюция элементов матрицы дисперсии g^{mn} со временем определяется следующими уравнениями:

$$\frac{d}{dt}g^{mn} = \Gamma^{m}{}_{l}g^{ln} + \Gamma^{n}{}_{l}g^{lm} = 2\Gamma^{(m}{}_{l}g^{|l|n)}. \tag{7}$$

Для выявления связи между классической локальной неустойчивостью и эффектом сжатия рассмотрим следующий тензор (классическая величина):

$$h^{mn} = \sum_{j=1}^{r}\delta \underset{(j)}{y}{}^{m}\delta \underset{(j)}{y}{}^{n}. \tag{8}$$

Можно показать, что уравнения движения для (8) с математической точки зрения имеют вид, идентичный (7).

Всегда можно подобрать такой h^{mn}, чтобы в начальный момент времени он совпадал с g^{mn}. Так как уравнения движения совпадают, то соответствие будет выполняться всегда. Для эффекта сжатия необходимо, чтобы диагональный элемент g^{mn} уменьшился, а другой, канонически сопряженный, увеличился вследствие соотношений неопределенности Гейзенберга. То же произойдет с объектом h^{mn}. Это означает, что начальное возмущение траектории растет со временем, т. е. растет неустойчивость системы.

Данный формализм может быть применен для исследования конкретных примеров вырожденного параметрического усилителя и квантового ротатора с внешней периодической силой [12].

В работе предложен удобный формализм, при помощи которого можно исследовать общую взаимосвязь между явлениями сжатия и неустойчивости для конечных времен.

Литература

1. *Килин С. Я.* Квантовая оптика: Поля и их детектирование.
2. *Hirota D. F.* Squeezed light. Japan, Tokyo, 1992. P. 267.
3. *Walls D. F., Milburn G. I.* Quantum Optics, Springer-Verlag. USA, NY. 1995. P. 351.
4. *Lugiato L.A., Galotopa P., Narducci L.* M. Opt. Commun. 76 (1990) 276.
5. *Heidman A.* //Opt. Commun. 54 (1985) 326. Phys.Rev.Lett. 54 (1985) 326.
6. *Fabre C.* // Phys.Rev. 219 (1992) 215.
7. *Alekseev K. N.* // Opt. Commun. 116 (1995) 468. (quant-ph/9808010).
8. *Alekseev K. N. et al.* // Phys.Rev. E57 (1998) 4023. (cho-dyn/ 9804041).
9. *Toda M* .//Phys. Lett. A48. 1974. P. 335.
10. *Kuvshinov V. I., Kuzmin A. V.* // J. Nonl. Phenomen in Complex Sys. V. 2. № 3. 1999. P. 100–105.
11. *Salasnich. L.* Procerd. Of International Conference on Symmetry Methods in Physics. Dubna, 1997.
12. *Kuvshinov V.I., Marmysh V.V., Shaparau V.A.* / Proceed. of XI ann. Int. Sem. Nonlinear Phenomena in Complex Systems. Minsk, 2002 (принято к печати).

ИССЛЕДОВАНИЯ РАСШИРЕННЫХ КАЛИБРОВОЧНЫХ МОДЕЛЕЙ В ПРОЦЕССАХ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЛЕПТОНОВ И НУКЛОНОВ

И. Б. Марфин, Т. В. Шишкина

Предсказания Стандартной теории электрослабого взаимодействия постоянно подвергаются проверке. Экспериментальный поиск новых физических явлений и разработка различных подходов к обобщению Стандартной модели направлены на уточнения предсказаний теории Глэшоу–Вайнберга–Салама и на обнаружение эффектов, выходящих за рамки Стандартной модели. Одним из способов обнаружения новых эффектов является исследование расширенных калибровочных групп. Предсказания этих калибровочных теорий могут быть согласованы с экспериментальными данными благодаря достаточно широкой области изменения дополнительных параметров в случае отклонения последних от Стандартной модели.

Новые возможности в поиске дополнительной информации о структуре калибровочной группы электрослабого взаимодействия открывают исследования процессов рассеяния с двумя поляризованными частицами, в частности процессов глубоконеупругого рассеяния поляризованных лептонов на поляризованных нуклонах. Механизм взаимо-