УЛЬТРАКОРОТКАЯ СТОХАСТИЗАЦИЯ КОГЕРЕНТНЫХ КВАЗИЧАСТИЦ В КОНДЕНСИРОВАННЫХ СРЕДАХ

А. Х. Ротару, К. В. Шура

Предсказано возникновение ультракороткого динамического хаоса когерентных экситонов, фотонов и биэкситонов в твердых телах.

Интенсивное теоретическое исследование нелинейных когерентных явлений в твердых телах на длинноволновом крае собственного поглощения началось сравнительно давно. Среди них отметим явления самоиндуцированной прозрачности и оптической нутации в системе когерентных экситонов, фотонов и биэкситонов [1-7]. Однако со временем интерес к ним стал постепенно ослабевать главным образом благодаря жесткому временному ограничению для возбуждающих когерентные квазичастицы импульсы, длительность которых должна быть меньше характерных времен релаксаций квазичастиц. Поскольку времена релаксации экситонов и биэкситонов в полупроводниках $\tau \sim 10^{-10} \div 10^{-12}$ с, временна́я ширина возбуждающих лазерных импульсов находится в пико- и субпикосекундном диапазоне, что до недавнего времени представляло трудноразрешимую экспериментальную задачу.

В настоящее время ситуация существенно изменилась. Разработка методов генерации и формирования световых импульсов длительностью 10^{-15} с (фемтосекундные импульсы) стала одним из наиболее ярких достижений физики лазеров последнего времени [8]. В связи с этим представляет значительный интерес изучение физических процессов при ультракоротком лазерном воздействии на вещество. Этот интерес связан, с одной стороны, с предсказанием и изучением принципиально новых нелинейных эффектов при воздействии ультракороткого лазерного излучения на вещество, а с другой стороны, с их использованием для сверхбыстрой оптической обработки информации.

Как известно [9-11], экситон-биэкситонные, а также внутри- и межсерийные экситонные квантовые переходы в твердых телах характеризуются гигантскими силами осциллятора. Последнее приводит к тому, что эффекты нелинейного взаимодействия света с веществом в соответствующих областях спектра проявляются наиболее ярко.

Данная работа посвящена изучению нового кооперативного нелинейного явления — ультракороткого оптического динамического хаоса когерентных квазичастиц в конденсированных средах. В настоящее время исследованию динамического хаоса в различных областях физики посвящено множество работ, причем ведутся они в двух направлениях: динамический хаос в диссипативных системах и динамический хаос в гамильтоновых системах [12-15].

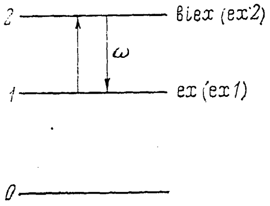
Теория оптической турбулентности и динамического хаоса экситонов и биэкситонов в твердых телах с учетом диссипативных процессов и образования странных аттракторов развита в наших работах [16-20]. Что касается изучения динамического хаоса экситонов, фотонов и биэкситонов за времена, меньшие характерных времен релаксации, когда система является гамильтоновой, до настоящего времени такие исследования отсутствуют.

Динамический хаос в оптических гамильтоновых системах в модели двухуровневых атомов подробно изучен в работах Заславского, Алексеева, Бермана и др. [15, 21, 22].

Когерентное взаимодействие полупроводника с электромагнитным излучением, вызывающее либо переходы между экситонными уровнями, либо экситон-биэкситонную конверсию, обнаруживает сходство с моделью двухуровневых атомов. Тем не менее оно имеет и существенное отличие. В частности, как экситоны, так и биэкситоны являются переходными возбуждениями кристалла и характеризуются определенными временами жизни. Это вызывает необходимость предварительно подготовить систему экситонов и биэкситонов, тогда как система двухуровневых атомов в основном состоянии существует сколь угодно долго. Кроме того, число атомов является интегралом движения системы двухуровневых атомов, в то время как число элементарных возбуждений по отдельности не сохраняется.

1. Уравнения движения и динамический хаос элементарных возбуждений

Рассмотрим временну́ю эволюцию пространственно-однородной системы когерентных квазичастиц в конденсированных средах (фотонов, экситонов, биэкситонов и др.). Рассматриваемая нами модель представлена на рисунке. Роль основного состояния квазичастиц будет играть экситонный уровень, а возбужденного состояния — биэкситон или второй экситонный уровень. Все квазичастицы характеризуются определенным



Энергетическая схема и схема квантовых переходов, используемых в теории динамического хаоса когерентных квазичастиц.

0 — основное состояние кристалла, *ex* (*ex*1) — экситонный (первый экситонный) уровень, *biex*—(*ex*2) — уровень энергии биэкситона (второго экситонного уровня), ω — частота света.

волновым вектором, фазой и макрозаполнением одночастичного состояния.

Временна́я динамика когерентных экситонов, фотонов и биэкситонов изучалась в работах [1, 7, 23]. Построенная в этих работах теория нелинейной нутации основывалась на резонансном приближении. Однако, как отмечено в [21], «пренебрежение нерезонансными слагаемыми в гамильтониане столь слабо обосновано из-за возникающих формальных трудностей, что стало своеобразным символом веры». Там же впервые показано, что возмущение за счет нерезонансного члена приводит к разрушению связанных состояний системы двухуровневых атомов, взаимодействующих с полем излучения, и возникновению динамического хаоса в оптических гамильтоновых системах.

Основа рассмотрения динамического ультракороткого хаоса — это гамильтониан однородно распределенных в пространстве квазичастиц

$$\mathscr{H} = \hbar\omega_1 a^+ a + \hbar\omega_2 b^+ b + \hbar\omega c^+ c - \frac{iF}{\sqrt{V}}(acb^+ - ba^+c^+) + \frac{iF}{\sqrt{V}}(c^+ab^+ - ba^+c), \quad (1)$$

где a^+, b^+ — Бозе-операторы рождения квазичастиц на первом и втором уровнях соответственно с энергиями $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$; c^+ — оператор рождения фотона с энергией $\hbar\omega$; F — матричный элемент перехода между состояниями 1 и 2; V — объем системы. Третий и четвертый член гамильтониана описывают резонансный и нерезонансный процессы оптической конверсии между состояниями системы.

Поскольку силы осциллятора экситон-биэкситонных и экситон-экситонных переходов являются гигантскими [9-11], то в дальнейшем квантовые переходы из основного состояния кристалла не рассматриваются. Процессы релаксации квазичастиц не учитываются, поскольку предполагаем импульсы возбуждения короткими. Поскольку оптический переход происходит только между двумя уровнями, то используемая модель в сущности является нелинейной двухуровневой схемой (см. рисунок). Согласно [21], в дальнейшем перейдем к переменным действие—угол

$$c^+=\left(\frac{I_e}{\omega}\right)^{1/2}e^{i(\varphi_e+\pi/2)},\quad c=\left(\frac{I_c}{\omega}\right)^{1/2}e^{-i(\varphi_e+\pi/2)},$$

$$a^+b=\left(\frac{I_m}{\omega}\right)^{1/2}e^{-i\varphi_m},\quad ab^+=\left(\frac{I_m}{\omega}\right)e^{i\varphi_m}. \tag{2}$$

Тогда гамильтониан системы принимает вид

$$\mathscr{H}'=\omega\mathscr{H}-\frac{\omega(\omega+\Omega)}{2}r=\omega I_e+\frac{\omega^2}{2}\left(r^2-4\frac{I_m}{\omega}\right)^{1/2}-$$

$$-\frac{\omega\lambda}{2}(I_eI_m)^{1/2}(\cos\varphi+\cos\psi), \tag{3}$$

где

$$r^2=(b^+b+a^+a)^2=n^2+m^2+\dot m^2/\omega^2$$

— интеграл движения системы,

$$n=b^+b-a^+a,\quad m=a^+b+ab^+,\quad \varphi=\varphi_e+\varphi_m,$$
$$\psi=\varphi_e-\varphi_m,\quad \lambda=4F/\omega V^{1/2}.$$

Здесь и далее $\hbar=1$.

Уравнения движения в переменных действие—угол имеют вид

$$\dot I_e=\frac{\omega\lambda}{2}(I_eI_m)^{1/2}(\sin\varphi+\sin\psi),$$

$$\dot\varphi_e=\frac{\omega\lambda}{4}\left(\frac{I_m}{I_e}\right)^{1/2}(\cos\varphi+\cos\psi),$$

$$\dot I_m=\frac{\omega\lambda n}{2}(I_eI_m)^{1/2}(\sin\psi-\sin\varphi),$$

$$\dot\varphi_m=\frac{\omega\lambda n}{4}\left(\frac{I_c}{I_m}\right)^{1/2}(\cos\psi+\cos\varphi). \tag{4}$$

Обозначим $f=I_e/I_m$ и положим $r=1$. Система (4) перепишется в виде

$$\dot f=-\frac{1}{2}\lambda\omega\left(f\left(\frac{1-n^2}{4}\right)\right)^{1/2}(\sin\psi+\cos\varphi),$$

$$\dot n=\lambda\omega\left(f\left(\frac{1-n^2}{4}\right)\right)^{1/2}(\sin\psi-\sin\varphi),$$

$$\dot\psi=-\frac{1}{4}\omega\lambda\left[\left(\frac{1-n^2}{4f}\right)+n\left(\frac{4f}{1-n^2}\right)^{1/2}\right](\cos\psi+\cos\varphi),$$

$$\dot\varphi=2\omega-\frac{1}{4}\omega\lambda\left[\left(\frac{1-n^2}{4f}\right)^{1/2}-n\left(\frac{4f}{1-n^2}\right)^{1/2}\right](\cos\psi+\cos\varphi),$$

$$C=f+\frac{n}{2}-\frac{1}{4}\lambda[f(1-n^2)]^{1/2}(\cos\psi+\cos\varphi), \tag{5}$$

C — интеграл энергии. Аналогичные уравнения были получены и подробно исследованы в [21].

В случае пренебрежения резонансными слагаемыми система уравнений (5) имеет дополнительный интеграл движения

$$P = -\frac{1}{4}\lambda\,[f\,(1-n^2)]^{1/2}\cos\psi = \mathrm{const},$$

а эволюция системы происходит по замкнутым траекториям и имеет вид нелинейных периодически регулярных колебаний. Однако имеется одна особая траектория — сепаратриса, — соответствующая апериодическому движению, где период колебаний становится бесконечно большим. Все траектории, лежащие вблизи сепаратрисы, очень чувствительны к сколь угодно малым возмущениям. Более того, при учете антирезонансных членов в гамильтониане эти траектории разрушаются и движения становятся хаотическими. Характер движения системы определяется величиной [21]

$$k = \frac{4\pi\omega}{\omega^2(P)}\,\frac{d\omega(P)}{dP}\,\Delta P. \tag{6}$$

При $k \ll 1$ учет возмущения приводит к тому, что система совершает условно-периодические колебания; при $k \gg 1$ движение становится стохастическим, а стохастический слой заключен в интервале

$$0 < |P| < 8 \cdot 2^{7/8}\pi \exp(-2\pi\alpha/\lambda),$$

причем с ростом λ область стохастичности возрастает и при $\lambda > 1$ охватывает всю область фазового пространства.

В заключение отметим, что динамическая стохастизация в режиме ультракоротких импульсов возможна и в экситонной области спектра при резонансном возбуждении когерентных экситонов и фотонов. В этом случае пространственно-временна́я эволюция когерентных экситонов и фотонов описывается системой уравнений Л. В. Келдыша, существенно отличающихся от уравнений двухуровневой модели. Нелинейность обусловлена экситон-экситонным взаимодействием, а не естественной нелинейностью, как это имеет место в двухуровневой модели. Для уравнений Келдыша нами изучены оптические солитоны, которые как раз и реализуются на сепаратрисе [1–5].

Список литературы

[1] Москаленко С. А., Хаджи П. И., Ротару А. Х. Солитоны и нутация в экситонной области спектра. Кишинев: Штиинца, 1980.
[2] Белкин С. Н., Москаленко С. А., Ротару А. Х., Хаджи П. И. // Изв. АН СССР, сер. физ. 1979. Т. 43. С. 355.
[3] Москаленко С. А., Ротару А. Х., Синяк В. А., Хаджи П. И. // ФТТ. 1977. Т. 19. № 7. С. 2172—2180.
[4] Moskâlenko S. A., Rotaru A. H., Khadzhi P. I. // Opt. Commun. 1977. V. 23. P. 367.
[5] Belkin S. N., Khadzhi P. I., Moskalenko S. A., Rotaru A. H. // J. Phys. C. 1981. V. 14. P. 4109.
[6] Москаленко С. А., Хаджи П. И., Шибаршина Г. Д., Ротару А. Х. // ФТТ. 1983. Т. 25. С. 678.
[7] Davydov A. S., Sericov V. A. // Phys. Stat. Sol. (b). 1973. V. 56. P. 51.
[8] Ахманов С. А., Выслоух В. А., Чиркин А. С. Оптика фемтосекундных лазерных импульсов. М.: Наука, 1988.
[9] Гоголин А. А., Рашба Э. И. // Письма в ЖЭТФ. 1983. Т. 17. № 12. С. 690—693.
[10] Рашба Э. И. // ФТТ. 1974. Т. 8. № 7. С. 1241—1256.
[11] Шмиглюк М. И., Бардецкий П. И. Лазерная спектроскопия экситонов в полупроводниках. Кишинев: Штиинца, 1980. 124 с.
[12] Ораевский А. Н. // Квантовая электроника. 1981. Т. 8. № 1. С. 130.
[13] Arecchi F. T. // Acta Physica Austriaca. 1984. V. 56. N 1—2. P. 57—74.
[14] Abraham N. B. // Laser Focus. 1983. V. 19. N 5. P. 73—81.
[15] Заславский Г. М. Стохастичность динамических систем. М.: Наука, 1984. 270 с.
[16] Rotaru A. H., Shibarshina G. D. // Phys. Lett. A. 1985. V. 109. P. 292.
[17] Ротару А. Х. // ФТТ. 1986. Т. 28. С. 2492—2500.
[18] Ротару А. Х. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 10. С. 3282—3290.

[19] Ротару А. Х., Залож В. А. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 11. С. 3438—3444.
[20] Залож В. А., Москаленко С. А., Ротару А. Х. // ЖЭТФ. 1989. Т. 95. № 2. С. 601—612.
[21] Белобров П. И., Заславский Г. М., Тартаковский Г. Х. // ЖЭТФ. 1976. Т. 71. № 5 (11). С. 1799—1812.
[22] Алексеев К. Н., Берман Г. П. // ЖЭТФ. 1987. № 6. Т. 92. С. 1985—1991.
[23] Хаджи П. И., Москаленко С. А., Белкин С. Н., Ротару А. Х. // ФТТ. 1980. Т. 22. № 3. С. 749—755.

Институт прикладной физики
АН МССР
Кишинев

Поступило в Редакцию
12 декабря 1990 г.