

ЭХО В КЛАССИЧЕСКОМ И КВАНТОВОМ АНСАМБЛЯХ С ДЕТЕРМИНИРОВАННЫМИ ЧАСТОТАМИ

Б. Я. Дубецкий, В. П. Чеботаев

В ансамблях из конечного числа элементов с заданными частотами возникают новые когерентные отклики типа эха. В работе сообщается об их теории (квантовый случай) и наблюдении (классический случай).

1. Известно, что в ансамбле осцилляторов с разбросом собственных частот, после возбуждения двумя импульсами, разделенными временем T , возникает когерентный отклик (эхо) в момент $2T$ после первого импульса. Метод эха стал универсальным для исследований физически различных объектов, когда неоднородное уширение линии в ансамбле превосходит ширину осциллятора (см. ¹). До последнего времени рассматривали системы с большим числом осцилляторов, когда распределение их частот можно считать непрерывным. Лишь недавно рассмотрена ² дискретная система осцилляторов. Такие системы интересны при рассмотрении малого числа частиц, квантовых осцилляторов, изучении статистических свойств эха. В этой работе мы обращаем внимание на качественно новые особенности эха для квантовых и классических систем при детерминированном наборе частот. Известно, что при возбуждении осцилляторов импульсом в ансамбле через время, кратное $\tau = 2\pi/\Delta$, где Δ – постоянный шаг изменения частоты, происходит фазировка и появляются отклики. Эхо также будет появляться не только в момент $2T$, но и в моменты $t_n = 2T + n\tau$, где $n = 1, 2, \dots$. Ниже рассмотрена квантовая система с детерминированными частотами (ридберговский атом) и показано, что наряду с эхо и последовательностью порожденных им импульсов возникают новые отклики. Новые отклики иной природы появляются в классическом ансамбле в моменты $t_n = -T + n\tau$, где целое $n > 2T/\tau$. Их мы называем мнимым эхо. В работе сообщается о наблюдении этого эффекта.

2. Рассмотрим квантовую систему с детерминированными частотами. При воздействии на атом импульса с частотой вблизи порога ионизации и малой длительностью ($\delta t \sim 10^{-11}$ с) возбудится набор ридберговских уровней. Поле излучения такого атома есть суперпозиция

полей, излучаемых на переходах между ридберговским и основным уровнями. Их частоты отличаются, и, если задержка $T \gg \delta t$, то выполнены необходимые для эха условия. Элементы ансамбля сосредоточены в одной частице, и мы получаем возможность наблюдения коллективного эффекта (эха) на одном атоме. Если частота поля настолько близка к порогу ионизации, что возбуждается малая часть ридберговского спектра, внутри которой его можно считать эквидистантным, то мы получаем квантовый ансамбль, в котором также возможно наблюдение периодической последовательности импульсов излучения. Если первый импульс возбудит атом на один терм, то под действием второго произойдет инверсия фазы волновой функции атома^{3,4}, но окажется он на другом терме и будет излучать другую частоту, т.е. линейные колебания одного элемента ансамбля возбуждают нелинейные колебания другого, т.е. в атоме между элементами ансамбля устанавливается когерентное взаимодействие. Поскольку соответствующие им частоты отличаются, то изменится закон эволюции фазы, в то время как фазовый скачок останется неизменным. В итоге изменится момент компенсации скачка и это приведет к появлению нового отклика. Анализ показывает, что отклик возникает во все моменты T_0 такие¹⁾, что $T_0/T = s/r$, где s и r — целые. Вся картина откликов периодически повторяется через время τ . Приведем выражение для интенсивности излучения ридберговского атома, локализованной вблизи T_0 :

$$I(t) = \frac{4 (\omega |d|^2 E \delta t / \hbar)^4 E^2}{3 \hbar^2 c^3 \Delta^2} i(t);$$

$$i(t) = \left\{ \frac{\pi r}{4(s-r)^2} \left[\frac{r(2s-r)}{s^2} \theta_2 \left(2 \frac{s}{r} - 1 - |x| \right) - \right. \right. \\ - 2 \left(1 + \left(\frac{s-r}{s} \right)^2 \right) \theta_2(1-|x|) - \theta_2 \left(2 \frac{s}{r} - 3 - |x| \right) + \\ \left. \left. + \left(\frac{s-r}{s} \right)^2 \theta_2 \left(2 \frac{s}{r} + 1 - |x| \right) + \theta_0 \left(2 \frac{s}{r} - 1 - x \right) \cdot \right. \right. \\ \cdot \left. \left. \left(\left(1 + \frac{r}{s} \right) \theta_2(x-1) + \left(1 - \frac{r}{s} \right) \left(\theta_2 \left(x + 2 \frac{s}{r} - 1 \right) - \right. \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. - \theta_2(x+1) \right) - \theta_2 \left(x + 2 \frac{s}{r} - 3 \right) \right) \right] \right\}^2, \quad (1)$$

где $x = 2(t - T_0) / \delta t - 1$; $\theta_k(x) = \begin{cases} x^k & \text{при } x \geq 0; \\ 0 & \text{при } x < 0; \end{cases}$ $2E, \omega$ — амплитуда и частота поля, d — дипольный матричный элемент перехода между основным и ридберговским уровнями. Эта формула получена в предположении, что импульсы прямоугольные, слабые, d не меняется в пределах возбужденной части спектра, $\Delta \ll 1/\delta t$. На рис. 1 показана форма импульсов (1).

3. Эхо в системе классических нелинейных осцилляторов наблюдалось в ансамбле маятников. Установка описана в². В отличие от² частоты колебаний 15 маятников были расположены эквидистантно с интервалом $\Delta = 0,016$ Гц ($\nu_k = 1,24$ Гц + $k\Delta$, $k = 1, 2 \dots 15$) с точностью $\sim 10^{-3}$ Гц. Обусловленные эквидистантностью особенности возникают уже при одиночном возбуждении (рис. 2, а). Видно, что локализованный в начальный момент отклик порождает серию импульсов, следующих через время $\tau = 2\pi/\Delta = 60$ с. Они обусловлены синхронизацией линейных колебаний, которую легко наблюдать визуально. После второго импульса возникает серия откликов в моменты $T + n\tau$. При увеличении интенсивности импульсов возникает эхо сигнала в моменты $2T + n\tau$ и $-T + n\tau$ (рис. 2, в, г). После двух импульсов линейное колебание есть суперпозиция двух осцилляций с фазами $\varphi_1^{(1)} = \nu t$ и $\varphi_1^{(2)} = \nu(t - T)$. Из-за нелинейности фазы складываются. При кубичной нелинейности возможны две

1) Отметим, что аналогичные отклики возникают⁵ в газе при возбуждении импульсами стоячей волны. Там они однако обусловлены сильной модуляцией поляризации газа.

комбинации фаз: $\varphi_{nl}^{(1)} = 2\varphi_l^{(2)} - \varphi_l^{(1)} = \nu(t - 2T)$ и $\varphi_{nl}^{(2)} = 2\varphi_l^{(1)} - \varphi_l^{(2)} = \nu(t + T)$. Им соответствует фазировка колебаний осцилляторов в будущем при $t = 2T$ (эхо) и прошлом при $t = -T$ (мнимое эхо). Благодаря эквидистантности фазировка будет происходить и в моменты $t_n = 2T + nT$ и $t_n = -T + nT$, что и сделало возможным наблюдение мнимого эха. Относительные интенсивности обычного и мнимого эха зависят от соотношения интенсивности импульсов возбуждения, что подтверждается экспериментом.

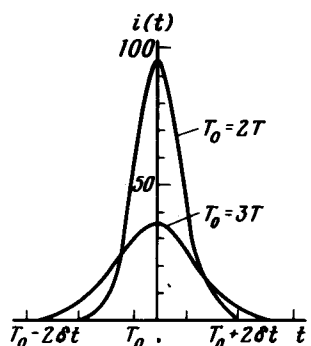


Рис. 1

Рис. 1. Форма импульсов излучения ридберговского атома, которое локализовано в моменты $T_0 = 2T$ и $T_0 = 3T$

Рис. 2. *a* – Линейный отклик ансамбля маятников на одиночный импульс возбуждения; *b* – то же, но при двух импульсах возбуждения, $T = 20$ с; *в* – линейный и нелинейный отклики ансамбля на два импульса ($T = 15$ с). Стрелками (\uparrow) отмечены отклики типа эха, а стрелками (\downarrow) – отклики типа мнимого эха. Интенсивность первого импульса возбуждения больше, чем второго; *г* – то же, но при обратном соотношении интенсивностей импульсов



Рис. 2

Интересным является вопрос о минимальном, необходимом для эха, числе осцилляторов. Наилучший здесь ансамбль с эквидистантным спектром и неоднородной шириной меньше $(\delta t)^{-1}$. В таких условиях мы наблюдали эхо от пяти осцилляторов.

Мы благодарим Е.В.Бакланова, В.Г.Гольдорта и Т.Я.Попову за обсуждение работы и помощь.

Литература

1. Манькин Э.А., Самарцев В.В. Оптическая эхо-спектроскопия. М.: Наука, 1984.
2. Chebotayev V.P., Dubetsky B.Ya. Appl. Phys., 1983, В31, 45.
3. Chebotayev V.P. Appl. Phys., 1978, 15, 219.
4. Shoemaker R.L. In: Laser and Coherence Spectroscopy, ed by J.L.Steinfeld (Plenum Press, New York, London 1980).
5. Дубецкий Б.Я., Семибаламут В.М. КЭ, 1982, 9, 1688.