

Однако существенным для расчётов является свойство К. с. быть производящей ф-цией для состояний — аналогов состояний с заданной энергией стационарного квантового осциллятора. Как пример для квантовых систем, описываемых нестационарным гамильтонианом квадратичной формы по операторам координат и импульсов, это свойство позволяет найти точно (не по теории возмущений) через многомерные полиномы Эрмита вероятности переходов между уровнями энергии N -мерного гармонич. осциллятора при параметрич. возбуждении самого общего типа [3].

Особым видом К. с. являются т. н. с ж а т ы е (squeezed) К. с. В этих состояниях волновые пакеты — гауссовы, но $\Delta x = l/\sqrt{2}$ м, $\Delta p = \mu\hbar/\sqrt{2}l$, где μ — любое положит. число; при этом по-прежнему $\Delta p \Delta x = \hbar/2$. Такие состояния важны, напр., при попытках (пока не реализованных) построить детекторы гравитац. волн интерференц. типа.

Лит.: 1) Glauber R. J., Photon correlations, «Phys. Rev. Lett.», 1963, v. 10, p. 84; 2) Schrodinger E., Der stetige Übergang von der Mikro- zur Makromechanik, «Naturwiss.», 1926, Bd 14, S. 664; 3) Малкин И. А., Манько В. И., Динамические симметрии и когерентные состояния квантовых систем, М., 1979; 4) Когерентные состояния в квантовой теории. Сб. ст., пер. с англ., М., 1972. В. И. Манько.

КОГЕРЕНТНОЕ УСКОРЕНИЕ — принцип ускорения зарядж. частиц, в к-ром для целей ускорения используются собственные поля сгустков зарядж. частиц; предложен и назван В. И. Векслером в 1956. Он рассмотрел случаи взаимодействия плотного сгустка частиц с эл.-магн. волной, струёй быстрых электронов или с др. налетающим сгустком. На геом. размеры сгустка были наложены такие условия, к-рые обеспечивали когерентность (синхронность) взаимодействия внеш. эл.-магн. волны со всеми частицами сгустка. При этом сила взаимодействия пропорц. N^2 , где N — число частиц в сгустке. Принцип К. у. фактически послужил основой для развившихся позднее коллективных методов ускорения. В. П. Саранцев.

КОГЕРЕНТНОСТЬ (от лат. cohaerens — находящийся в связи) — коррелированное протекание во времени и в пространстве неск. случайных колебат. или волновых процессов, позволяющее получить при их сложении чёткую интерференц. картину. Первоначально понятие К. возникло в оптике, однако оно относится к волновым полям любой природы: эл.-магн. волнам произвольного диапазона, упругим волнам, волнам в плазме, квантовомеханич. волнам амплитуды вероятностей и т. д.

Существование интерференц. картины является прямым следствием суперпозиции принципа для линейных колебаний и волн. Однако в реальных условиях всегда существуют хаотич. флуктуации волнового поля, в частности разности фаз взаимодействующих волн, что приводит к быстрому перемещению интерференц. картины в пространстве. Если через каждую точку за время измерения успевают многократно пройти максимумы и минимумы интерференц. картины, то зарегистрированное ср. значение интенсивности волны окажется в разл. точках одинаковым и интерференц. полосы расплывутся. Чтобы зарегистрировать чёткую интерференц. картину, необходима такая стабильность случайных фазовых соотношений, при к-рой смещение интерференц. полос за время измерения составляет лишь небольшую часть от их пирины. Поэтому качеств. понятие К. можно определить как необходимую стабильность случайных фазовых соотношений за время регистрации интерференц. картины.

Такое качеств. понятие К. в ряде случаев оказывается неудобным или недостаточным. Напр., при разл. способах регистрации интерференц. картины может оказаться, что необходимое для этого время различно, так что волна, когерентная по результатам одного эксперимента, некогерентна по результатам другого. В связи с этим удобно иметь количеств. меру степени

когерентности, не зависящую от способа измерения интерференц. картины.

Если волновое поле $E(\mathbf{r}, t)$ описывается при помощи комплексной амплитуды $u(\mathbf{r}, t)$, так что $E = \text{Re } u [u(\mathbf{r}, t)]$ может быть, напр., аналитическим сигналом, то функция взаимной когерентности второго порядка Γ_2 определяется как ср. значение:

$$\Gamma_2(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t') = \overline{u(\mathbf{r}, t) u^*(\mathbf{r}', t')}. \quad (1)$$

Черта сверху обозначает статистиц. усреднение по флуктуациям волнового поля, причём флуктуировать могут как фаза, так и амплитуда волны; * означает комплексное сопряжение. Случайная (мгновенная) интенсивность (плотность энергии) волны пропорц. величине $I(\mathbf{r}, t) = |u(\mathbf{r}, t)|^2$. Её ср. значение связано с Γ_2 ф-лой $\overline{I}(\mathbf{r}, t) = \Gamma_2(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}, t)$. Ср. вектор плотности потока энергии \mathbf{S} также выражается через Γ_2 :

$$\mathbf{S}(\mathbf{r}, t) = \frac{i}{2l} \left[\frac{\partial \Gamma_2(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t)}{\partial r} - \frac{\partial \Gamma_2(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}', t')}{\partial r'} \right]_{\mathbf{r}' = \mathbf{r}}$$

Для многокомпонентного (напр., эл.-магн.) поля скалярная ф-ция Γ_2 заменяется тензором второго ранга.

Если суммарное волновое поле $v(\mathbf{r}, t)$ в нек-рой точке является результатом сложения исходных полей $u(\mathbf{r}_1, t_1) = u_1$, $u(\mathbf{r}_2, t_2) = u_2$, т. е. $v = u_1 + u_2$, то его ср. интенсивность $\overline{I}_\Sigma = \overline{|v|^2}$ выражается через u_1 и u_2 ф-лой

$$\begin{aligned} \overline{I}_\Sigma &= \overline{|u_1 + u_2|^2} = \overline{|u_1|^2} + \overline{|u_2|^2} + 2 \text{Re } \overline{u_1 u_2^*} = \\ &= \overline{I}(\mathbf{r}_1, t_1) + \overline{I}(\mathbf{r}_2, t_2) + 2 \text{Re } \Gamma_2(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2). \end{aligned} \quad (2)$$

Величину

$$\gamma(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2) = \frac{\Gamma_2(\mathbf{r}_1, t_1; \mathbf{r}_2, t_2)}{\sqrt{\overline{I}(\mathbf{r}_1, t_1) \overline{I}(\mathbf{r}_2, t_2)}} \quad (3)$$

наз. комплексной степенью когерентности полей в пространственно-временных точках (\mathbf{r}_1, t_1) и (\mathbf{r}_2, t_2) . Из (3) следует, что $|\gamma| \leq 1$.

Чёткость интерференц. картины непосредственно связана с величиной γ . Если интенсивности интерферирующих пучков одинаковы (чего всегда можно добиться в эксперименте), т. е. $\overline{I}(\mathbf{r}_1, t_1) = \overline{I}(\mathbf{r}_2, t_2) = I_0$, то на основании (2) можно записать

$$\overline{I}_\Sigma = 2I_0 [1 + \text{Re } (\Gamma_2/I_0)] = 2I_0 [1 + \text{Re } \gamma].$$

Если представить γ в виде $\gamma = |\gamma| \exp(i\varphi)$, то $\overline{I}_\Sigma = 2I_0(1 + |\gamma| \cos \varphi)$. Обычно в пределах интерференц. картины $|\gamma|$ изменяется гораздо слабее, чем $\cos \varphi$. В этом случае максимумы распределения \overline{I}_Σ соответствуют тем местам, где $\cos \varphi = +1$, а минимумы — значениям $\cos \varphi = -1$, тогда $\overline{I}_{\Sigma, \text{макс}} = 2I_0(1 + |\gamma|)$, $\overline{I}_{\Sigma, \text{мин}} = 2I_0(1 - |\gamma|)$, а для относит. контраста интерференц. картины (её «видности»)

$$\beta = \frac{\overline{I}_{\Sigma, \text{макс}} - \overline{I}_{\Sigma, \text{мин}}}{\overline{I}_{\Sigma, \text{макс}} + \overline{I}_{\Sigma, \text{мин}}} \quad (4)$$

получаем $\beta = |\gamma|$.

Т. о., «видность» интерференц. картины непосредственно выражается через степень когерентности, т. е. в конечном счёте через ф-цию Γ_2 . Максимально чёткой интерференц. картине, в к-рой $\overline{I}_{\Sigma, \text{мин}} = 0$, соответствует значение $|\gamma| = 1$. Полностью замкнутой интерференц. картине, в к-рой $\overline{I}_{\Sigma, \text{макс}} = \overline{I}_{\Sigma, \text{мин}}$, соответствует $\gamma = 0$.

Величину $|\gamma|$ можно непосредственно измерить при помощи соотношения (4), если предварительно обеспечить равенство ср. интенсивностей $\overline{I}_1 = \overline{I}_2$. Величина $\varphi = \arg \gamma$ определяет смещение интерференц. полос.

Из определения γ следует, что степень когерентности максимальна при совпадении точек наблюдения: $\gamma(\mathbf{r}, t; \mathbf{r}, t) = 1$. Характерный масштаб τ_0 спада ф-ции $|\gamma|$ по переменной $\tau = t_2 - t_1$ наз. *временем когерентности*. Если при наложении волновых полей временной сдвиг