для измерения видимого диаметра звёзд и при изучении двойных звёзд.

Простейший вариант спекл-фотографии сводится к фотографированию объекта на одну и ту же фотопластинку до и после смещения или деформации. При освещении полученной таким способом спекл-фотографии нерасширенным лазерным пучком в дальней зоне наблюдается гало дифракции с полосами Юнга (рис. 4), ориентация и период к-рых определяются направлением и величиной смещения объекта между экспозициями. При изменениях микроструктуры объекта между экспозициями, что может быть обусловлено эрозией или коррозией поверхности, контактными взаимодействиями с др. телами, износом и т. д., идентичность спекл-структур, образованных объектом до и после смещения, нарушается и контраст полос Юнга уменьшается, что используют для изучения указанных явлений.

Кроме фотогр. вариантов спекл-фотографии и спекл-интерферометрии развивают и электронные варианты этих методов, к-рые сводятся к электронной записи и сравнению спекл-структур, записанных до и после изменений, произошедших с объектом, напр. с помощью телевиз. систем [2, 3].

Лит.: 1) Франсон М., Оптика спеклов, пер. с франц., М., 1980; 2) Laser speckle and related phenomena, ed. by J. C. Dainty, 2 ed., B.— [a. o.], 1984; 3) Джоунс Р., Уайкс К., Голографическая и спекл-интерферометрия, пер. с англ., М., 1986; 4) Вест Ч., Голографическая интерферометрия, пер. с англ., М., 1982; 5) Клименко И. С., Голография сфокусированных изображений и спекл-интерферометрия, М., 1985; 6) Оптическая голография, под ред. Г. Колфилда, пер. с англ., т. 1—2, М., 1982; 7) Ostrovcky Yu. I., Shchepinov V. P., Yakovlev V. V., Holographic interferometry in experimental mechanics, B.— Heidelberg — N. Y., 1990.

Ю. И. Островский.

СПЕКТР (от лат. spectrum — представление, образ) — совокупность всех значений к.-л. фиа. величины, характеризующей систему или процесс. Чаще всего пользуются понятиями частотного *спектра колебаний* (в частности, эл.-магн. и акустич.), С. энергий, импульсов и масс частиц (см. *Спектроскопия*, *Спектрометрия*). С. может быть непрерывным и дискретным.

СПЕКТР ЗВУКА — выражает частотный состав звука и получается в результате *звука анализа*. С. з. представляют обычно на координатной плоскости, где по оси абсцисс отложена частота f, по оси ординат — амплитуда A или интенсивность I гармонической составляющей звука. Чистые тона, звуки с периодич. формой волны, а также звуки, полученные при сложении неск. периодич. волн, обладают линейчатыми спектрами (рис. 1). Акустич. шумы, одиночные импульсы, затухающие звуки имеют сплошной спектр (рис. 2). Частотные компоненты спектра *импульса акустического*

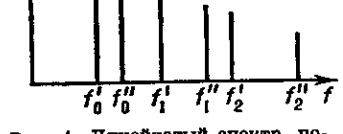

Рис. 1. Линейчатый спектр, полученный при сложении двух периодических волн с основными частотами f_0' и f_0''.

Рис. 2. Сплошной спектр затухающего колебания.

прямоуг. формы с заполнением несущей частотой f_0 сосредоточены в осн. вблизи этой частоты в полосе шириной $1/T$, где T — длительность импульса.

Лит. см. при ст. *Звук*.

СПЕКТР КОЛЕБАНИЙ — совокупность гармонич. колебаний, на к-рые может быть разложено сложное колебат. движение (см. *Фурье анализ*). Математически такое движение представляется в виде периодической, но негармонич. ф-ции $f(t)$ с частотой ω. Эту ф-цию можно представить в виде ряда гармонич. ф-ций: $f(t) = \Sigma A_n \cos n\omega t$ с частотами $n\omega$, кратными осн. частоте (где A_n — амплитуды гармонич. ф-ций, t — время, n — номер гармоники). Чем сильнее исходное колебание отличается от гармонического, тем богаче его спектр, тем больше составляющих обертонов (гармоник) содержится в разложении и тем больше их амплитуды. В общем случае С. к. содержит бесконечный ряд гармоник, амплитуды к-рых быстро убывают с увеличением их номера, так что практически приходится принимать во внимание только нек-рое конечное число обертонов. Процессы, не имеющие строгой периодичности, или непериодические могут представляться в виде суммы гармонич. компонентов с некратными частотами или в виде суммы (интеграла) бесконечного числа составляющих со сколь угодно близкими частотами (непрерывный спектр).

СПЕКТР ОПЕРАТОРА — обобщение на бесконечномерный случай понятия множества *собственных значений* матрицы линейного преобразования в конечномерном *векторном пространстве*.

Если M — такая $n \times n$-матрица, то её собств. значения λ_i — это комплексные числа, для к-рых ур-ние $Mx = \lambda x$ имеет ненулевые решения (*собственные векторы* матрицы M). Для существования таких решений необходимо и достаточно, чтобы $\Delta(\lambda) = \det(\lambda I - M) = 0$, где I — единичная $n \times n$-матрица. Множество собств. значений (спектр M) содержит не более n точек, т. к. $\Delta(\lambda)$ — полином степени n и имеет не более n различных корней λ_i. Сама матрица M удовлетворяет ур-нию Гамильтона — Кэли $\Delta(M) = 0$, а по теореме Виета $\Delta(M) = (M - \lambda_1)(M - \lambda_2)\ldots(M - \lambda_n)$ (для простоты принято, что все λ_i различны). Если положить $\Delta(M) = (M - \lambda_i)\Delta_i(M)$, то оператор $P_i = \Delta_i(M)/\Delta_i(\lambda_i)$ является проектором на собств. подпространство, принадлежащее λ_i: для любого вектора x вектор $P_i(x)$ — собственный и принадлежит λ_i; $P_i^2 = P_i$, $\sum_i P_i = 1$.

При этом матрица M имеет спектральное разложение [1]:

$$M = \sum_i \lambda_i P_i. \qquad (*)$$

Для эрмитовых M проекторы также эрмитовы, λ_i вещественны, а собств. подпространства ортогональны друг другу. При $\lambda \neq \lambda_i$ матрица $\lambda I - M$ имеет обратную. Вообще, в конечномерном случае есть две возможности: либо (I) λ — регулярная точка и резольвента $(\lambda I - M)^{-1}$ существует как оператор на всём векторном пространстве, либо (II) λ — точка спектра и резольвента не существует.

В бесконечномерном случае речь идёт об операторах A, действующих в нормированном линейном пространстве (банаховом пространстве) $\mathscr{B}$, и появляется третья возможность: (III) ур-ние $Ax = \lambda x$ имеет лишь нулевые решения в $\mathscr{B}$, но резольвента $(\lambda I - M)^{-1}$ не определена на всём $\mathscr{B}$. Объединяя вторую (точечный, или дискретный, спектр) и третью (непрерывный и остаточный спектры) возможности, С. о. называют множество таких λ, для к-рых резольвента не является ограниченным оператором на всём $\mathscr{B}$. При этом λ принадлежит непрерывному спектру, если область значений оператора $\lambda I - A$ плотна в $\mathscr{B}$, и остаточному — в противном случае. У ограниченных самосопряжённых операторов остаточный спектр отсутствует.

В *квантовой механике* наблюдаемым отвечают самосопряжённые операторы, действующие в *гильбертовом пространстве* $\mathscr{H}$. Сведения об их спектре имеют непосредственный физ. смысл. Так, точечный спектр оператора Гамильтона — это уровни энергии связанных состояний, а непрерывному спектру отвечают состояния, фигурирующие в теории рассеяния. В соответствии с идеей П. Дирака [2] в квантовой механике