Во внешних по отношению к ядрам радиоструктурах в условиях квазистационарной накачки электронов и потерь ими энергии на излучение формируется второй излом с дополнительным изменением показателя γ на 1 ($\gamma_0 + 1 \rightarrow \gamma_0 + 2$) в высокоэнергетичной части их спектра. В целом, по совокупности объектов, средний спектр релятивистских электронов имеет универсальный вид:

$$N(E)\,dE = K_1 E^{-\gamma_0}\,dE, \qquad E_1 < E < E_2,$$

$$N(E)\,dE = K_2 E^{-(\gamma_0+1)}\,dE, \quad E_2 < E < E_3.$$

При этом энергия $E_1 \geqslant 5\cdot 10^6$ *эв*, $E_2 \approx (1-5)\cdot 10^9$ *эв*, $E_3 = E(t) \geqslant 10^{10}$ *эв* для основных (например, двойных) радиоструктур.

В галоподобных радиоструктурах ряда мощных радиоисточников (как правило, объекты с двойной основной радиоструктурой) в условиях квазистационарной накачки электронов в эти структуры синхротронные и комптоновские потери на микроволновом метагалактическом фоновом излучении формируют спектр вида

$$N(E)\,dE = K_3 E^{-(\gamma_0+2)}\,dE, \quad E_2 < E < E_3.$$

Если субмиллиметровое и инфракрасное (СМ и ИК) излучение ряда ядер сейфертовских галактик и квазаров — синхротронной природы в условиях эффективного удержания релятивистских электронов магнитным полем ядра, то при сохранении адиабатического инварианта движущимися в этом поле релятивистскими электронами можно ожидать в оптически тонкой части спектра излучения спектральных индексов $\alpha = (2\gamma_0 + 1)/3 \approx 1{,}66 - 2{,}0$ [6], что близко к характеру наблюдаемых спектров [7]. В условиях хаотического поля и движения электронов без сохранения адиабатического инварианта (изотропизация на неоднородностях) наблюдаемые крутые спектры СМ и ИК излучения ядер могут быть следствием обрывов энергетического спектра электронов вследствие синхротронных и комптоновских потерь энергии (обрывы вблизи $E \approx 10^8$ *эв*). Спектр излучения может при этом быть сколь угодно крутым вплоть до экспоненциального.

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Курильчик, Астрон. ж. **47**, 787 (1970).
2. В. Н. Курильчик, Астрон. ж. **48**, 684 (1971).
3. В. Н. Курильчик, А. В. Козенко, Астрон. цирк. № 565 (1970).
4. В. Н. Курильчик, Астрон. цирк. № 579, 1 (1970).
5. Н. А. Комаров, В. Н. Курильчик, Астрон. цирк. № 590 (1970).
6. Н. С. Кардашев, Астрон. ж. **39**, 393 (1962).
7. D. E. Kleinmann, F. J. Low, Astrophys. J. Lett. **159**, 165 (1970).
8. С. И. Сыроватский, ЖЭТФ **40**, 1788 (1961).

Ю. Н. Денисюк, В. И. Суханов. Голография в двумерных и трехмерных средах.

Голографию можно определить как фотографический метод записи и воспроизведения волновых полей. В настоящее время различают две существенно отличные разновидности голограмм — двумерные голограммы и голограммы с записью волнового поля в трехмерной среде.

При регистрации двумерной голограммы на поверхности фотопластинки фиксируется результат интерференции излучения, рассеянного объектом, и излучения, распространяющегося непосредственно от источника. Там, где фазы этих двух волн совпадают; пластинка становится прозрачной. Когда такая голограмма освещается излучением источника, использованного при съемке, то она пропускает это излучение только в тех местах, где его фаза совпадает с фазой волны, рассеянной объектом, и в результате приблизительно на половине площади голограммы воспроизводится волновое поле объекта. В соответствии с принципом Гюйгенса волновое поле объекта восстанавливается и во всем пространстве за голограммой. Наблюдатель, регистрирующий такое поле, не может отличить его от истинного и видит объемное изображение объекта, неотличимое от оригинала. То что двумерная голограмма воспроизводит поле только на половине своей поверхности, приводит к неоднозначности воспроизведения фазы и, в конечном итоге, к появлению ложного дополнительного изображения.

При регистрации трехмерных голограмм в объеме светочувствительного слоя впечатывается фрагмент объемной интерференционной картины, окружающей объект.

Каждая поверхность пучностей этой картины является геометрическим местом точек, где фаза объектной волны совпадает с фазой волны источника. В соответствии с этим при освещении каждой такой поверхности излучением источника фаза отраженной этой поверхностью волны совпадает с фазой объектной волны на всей поверхности голограммы. В результате такая голограмма воспроизводит точное значение волнового поля объекта, и соответственно появляется его единственное пространственное изображение. Однако в объеме голограммы зафиксирован целый ансамбль поверхностей пучностей. Такая сложная структура, подобно интерференционному фильтру, обладает спектральной селективностью, и поэтому трехмерные голограммы допускают реконструкцию излучением со сплошным спектром. То что трехмерная голограмма отражает излучение так же, как и объект, позволяет рассматривать ее как своеобразный оптический эквивалент этого объекта. Естественно предположить, что такое свойство трехмерной голограммы обусловлено тем, что ее структура стремится воспроизвести структуру объекта. Доказать это в общем случае не представляется возможным, так как в настоящее время неясен способ описания произвольного трехмерного объекта. Для того чтобы определить общие тенденции, определяющие строение трехмерной голограммы и связь ее структуры со структурой объекта, авторы исследовали частный случай, когда на голограмме регистрируется прозрачный фазовый объект. В результате было показано, что пространственно-частотный спектр трехмерной голограммы равен произведению пространственно-частотного спектра объекта на некоторую передаточную функцию, зависящую исключительно от параметров волны, освещающей объект. Таким образом, так же как и в случае формирования изображения оптической системой, при формировании голограммы происходит процесс фильтрации пространственных частот объекта; можно показать, что для заданного направления распространения излучения пространственно-частотные спектры объекта и его голограммы тождественны, благодаря чему в этом случае тождественны и их оптические свойства. Далее были рассмотрены эффекты, связанные с ограничением объема регистрирующей среды, и осуществлен предельный переход к случаю двумерной голограммы. Было показано, что это приводит к появлению в спектре голограммы пространственных частот, которых не было в спектре объекта. Наличие у двумерной голограммы добавочных частот приводит к появлению трех дополнительных ложных изображений и потере свойства спектральной селективности. В целом связь двумерной и трехмерной голограмм можно описать следующим образом. Наиболее полный набор сведений об изображении объекта заключен во всей окружающей его беспредельной трехмерной картине стоячих волн. Одним из замечательных свойств этой картины является то, что каждый ее фрагмент также создает все изображение объекта в целом. Деление первичной картины на фрагменты приводит только к тому, что восстановленное изображение, оставаясь целостным, постепенно обедняется. В частности, плоское сечение такой картины — двумерная голограмма — наряду с истинным изображением восстанавливает ложные; кроме того, при использовании плоского сечения становится невозможным осуществлять реконструкцию белым светом.