

ЛЕКЦИЯ №16

СПЕКТРАЛЬНОЕ РАЗЛОЖЕНИЕ. ФУРЬЕ – ПРЕОБРАЗОВАНИЯ СПЕКТРОВ

Спектр — реально существующая картина и спектр — математическое понятие

«Я поместил в очень темной комнате у круглого отверстия, около трети дюйма шириной, в ставне окна стеклянную призму, благодаря чему пучок солнечного света, входившего в это отверстие, мог преломляться вверх, к противоположной стене комнаты и образовать там цветное изображение солнца».

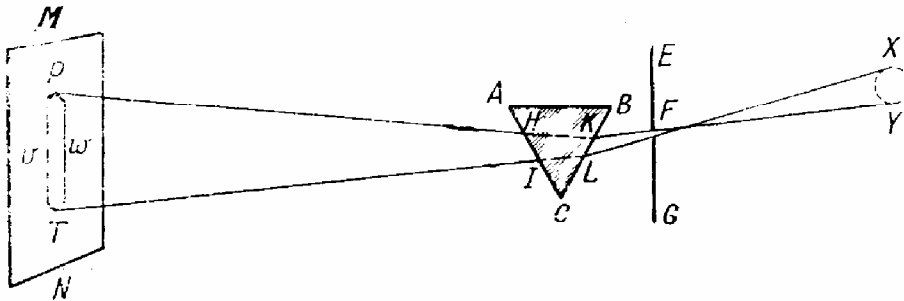


Рис.16.1. Чертеж из «Оптики» Ньютона.

Так начинается в «Оптике» Ньютона доказательство его знаменитого утверждения (или, как называет его Ньютон, теоремы): «Солнечный свет состоит из лучей различной преломляемости». Один из чертежей «Оптики» Ньютона (его воспроизводит наш рис. 16.1) отчетливо показывает форму этого цветного изображения - оно имеет вид полоски TP с закругленными концами. Конец T полоски окрашен в красный цвет, конец P - в фиолетовый. Между красным и фиолетовым концами полоски располагаются, незаметно переходя один в другой, оранжевый, желтый, зеленый, синий цвета.

Наряду с выражением «цветное изображение» Ньютон пользовался для обозначения полоски TP словом «спектр». Оно было первоначально (латинское *spectrum*) синонимом слова «изображение». Но впоследствии спектром стали называть в оптике только цветную картину, о которой идет здесь речь, и аналогичные картины, возникающие в результате прохождения света от любого источника через призму, а также через дифракционную решетку. При этом обычно - как уже делал Ньютон в другом своем опыте - свет пропускается не через круглое отверстие, а через узкую прямую щель (параллельную ребру призмы или штрихам решетки).

Значительно позднее, в процессе развития учения о колебаниях и волнах, слово «спектр» приобрело в науке еще и другой смысл. Рассмотрим функцию вида

$$f(t) = C_1 \cos(\omega_1 t - \alpha_1) + C_2 \cos(\omega_2 t - \alpha_2) + \dots + C_N \cos(\omega_N t - \alpha_N)$$

или в более короткой записи

$$f(t) = \sum_{n=1}^N C_n \cos(\omega_n t - \alpha_n) \quad (16.1)$$

где C_n , ω_n , α_n - постоянные, причем ω_n , соответствующие различным значениям индекса n , не равны между собой. Совокупность пар чисел (ω_1, C_1^2) , (ω_2, C_2^2) , ... (ω_N, C_N^2) , называется *спектром* функции $f(t)$. N может быть конечным или бесконечным. В первом случае функция (16.1) обычно называется тригонометрической суммой, во втором - тригонометрическим рядом. Мы будем, однако, для краткости называть всякую функцию вида (16.1) тригонометрическим рядом, рассматривая тригонометрическую сумму как частный случай последнего.

Построим графическое изображение спектра функции $f(t)$. Отметим на оси абсцисс точки, соответствующие в некотором масштабе частотам $(\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_N)$. В каждой такой точке восставим перпендикуляр к оси абсцисс и отложим на нем отрезок, длина которого пропорциональна интенсивности $C_1^2, C_2^2, \dots, C_N^2$ соответствующей синусоидальной слагаемой. Получающуюся в результате такого построения диаграмму (рис. 16.2) мы будем называть *спектрограммой* функции $f(t)$.

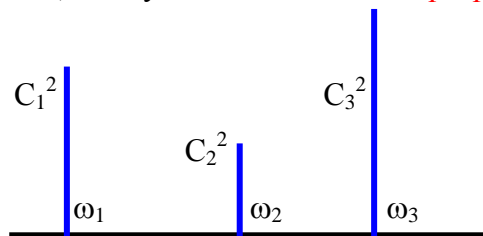


Рис.16.2. Пример спектра функции.

«Спектр функции» есть *математическое понятие*. Как покажет дальнейшее изложение, между этим математическим понятием и *физическим* понятием спектра существует тесная связь: характер спектра как реально существующей цветной картины (спектра в физическом смысле) определяется характером спектра (в математическом смысле) - функции, описывающей световую волну, падающую на призму или решетку. Установление этой связи составляет содержание одного из важнейших утверждений учения о колебаниях и волнах, или, говоря языком XVII в., одной из фундаментальных *теорем* этого учения, раскрывающей смысл открытия Ньютона.

Мы не будем ограничиваться рамками оптики. Из того, как был определен спектр функции (спектр в математическом смысле), ясно, что этот термин принадлежит единому языку теории колебаний и волн. Функция типа (16.1) может изображать не только изменение напряженности электрического поля в световой волне, но и измене-

ние напряженности поля в «невидимой» электромагнитной волне, давление в звуковой волне, силу тока и т. д. В связи с этим целесообразно под спектром в физическом смысле понимать не только ту картину, которая возникает в *оптических* опытах с призмой или решеткой, но и всякую реально существующую картину (например, на экране электронного осциллографа), являющуюся механическим, акустическим, радиофизическим аналогом оптического спектра. С такими картинами нам предстоит скоро познакомиться. При этом слово «спектр» как обозначение реально существующей картины также становится одним из слов единого языка теории колебаний и волн. Придание термину «спектр» указанного здесь математического и широкого (выходящего за пределы оптики) физического смысла было важным этапом возникновения языка теории колебаний. Заметим, что иногда спектром (в математическом смысле) называют совокупность одних только чисел $\omega_1, \omega_2, \dots, \omega_N$. Именно в этом смысле говорят, например, что спектр собственных колебаний однородной струны состоит из нескольких частот. Вместе с тем в физике заметна тенденция к все большему расширению смысла, вкладываемого в слово «спектр». Так, например, картину, показывающую распределение некоторой совокупности атомов по массам, называют массовым спектром. Даже в журналистике и политике процветают «спектры мнений» и «спектры кандидатур» и т.п.

Заметим, что задание спектра функции $f(t)$ *не эквивалентно* заданию самой функции: две функции, имеющие одинаковый спектр, могут различаться фазами своих синусоидальных компонент. Так, например, функции

$$\cos \omega t + \cos 2\omega t$$

и

$$\cos \omega t + \sin 2\omega t$$

имеют одинаковые спектрограммы, но весьма различные осциллограммы. Однако для тех явлений, изучение которых составляет основное содержание этой главы, важен, как мы увидим, только спектр той или иной функции, а не фазы ее синусоидальных компонент.

Спектральное разложение как математическая операция

1. Как появляются при построении теории физических явлений тригонометрические ряды и их спектры? Всякая попытка построить теорию некоторого физического явления (или группы физических явлений) состоит, говоря грубо схематически, из следующих этапов:

- 1) на основании некоторых физических утверждений, а также результатов предварительных экспериментов формулируется математическая задача (например, составляется дифференциальное уравнение);
- 2) эта задача решается с помощью подходящих для этой цели математических методов;
- 3) выясняется физический смысл полученного решения, т. е. формулируются вытекающие из него физические утверждения;
- 4) эти физические утверждения проверяются на опыте и, смотря по результатам этой проверки, исходные утверждения признаются правильными, т. е. отражающими (в том или ином приближении) объективную реальность или нет.

Иногда при построении теории физического явления тригонометрический ряд и его спектр (спектр в математическом смысле) появляются «естественным образом» — уже на *первом* этапе построения теории. Это бывает тогда, когда те или иные физические соображения нам непосредственно указывают, что в интересующем нас явлении складываются синусоидальные воздействия, создаваемые независимыми источниками.

Пусть, например, мы хотим построить теорию вынужденных колебаний в контуре, индуктивно связанном с несколькими ламповыми генераторами (например, тремя), дающими практически синусоидальные колебания различной частоты (рис. 16.3).

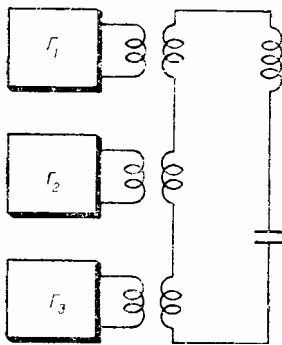


Рис.16.. Колебательный контур, индуктивно связанный с тремя ламповыми генераторами синусоидальных (немодулированных) колебаний.

Каждый из генераторов наводит в контуре синусоидальную э.д.с., частота которой равна частоте колебаний генератора. Общая э.д.с., наводимая в контуре, есть, как учит электродинамика, *сумма* э.д.с., наводимых каждым генератором в отдельности. Следовательно, дифференциальное уравнение вынужденных колебаний имеет вид

$$Lq'' + Rq' + \frac{q}{C} = E_1 \cos(\omega_1 t - \alpha_1) + E_2 \cos(\omega_2 t - \alpha_2) + E_3 \cos(\omega_3 t - \alpha_3) \quad (16.2)$$

(q - заряд конденсатора).

Здесь правая часть нам непосредственно задана физическими условиями задачи в виде тригонометрического ряда.

Рассмотрим другой пример. Пусть мы хотим построить теорию прохождения через дифракционную решетку света, создаваемого точечным источником, в котором одни атомы излучают синусоидальные волны частоты ω_1 другие атомы - синусоидальные волны частоты ω_2 и т. д. (всего N сортов атомов). Тогда согласно принципу суперпозиции свет, падающий на решетку, есть сумма синусоидальных волн

$$E_1 = A_1 \cos(\omega_1 t - k_1 r - \alpha_1),$$

$$E_2 = A_2 \cos(\omega_2 t - k_2 r - \alpha_2),$$

.....

$$E_N = A_N \cos(\omega_N t - k_N r - \alpha_N),$$

создаваемых в отдельности каждым сортом атомов, т.е. изображается формулой

$$E = \sum_{n=1}^N A_N \cos(\omega_n t - k_n r - \alpha_n).$$

Здесь волна, падающая на решетку, нам непосредственно задана физическими условиями задачи в виде тригонометрического ряда.

Гораздо чаще, однако, - и этот случай представляет для нас главный интерес — тригонометрические ряды и их спектры появляются на *втором* этапе построения теории.

Дело может обстоять, например, так. В формулировку математической задачи (например, в правую часть дифференциального уравнения) входит функция, записанная *не* в виде тригонометрического ряда; но, приступая к решению математической задачи, мы *изменяем запись* этой функции, представляя ее в виде тригонометрического ряда. Такое изменение записи функции есть математическое преобразование, возможность которого основана на определенных математических теоремах: оно ничего не меняет в физических условиях задачи. Именно это преобразование мы имеем в виду, когда говорим о *спектральном разложении как математической операции*.

Конкретные примеры такого «искусственного» появления тригонометрических рядов при построении теории физического явления будут приведены в пп. 2, 3.

Дело может обстоять и так. В формулировку математической задачи не входят никакие заданные функции вида $f(t)$ или $f(t - r/c)$. Но в процессе *решения* математической задачи появляются такие функции, и притом представленные в виде тригонометрических рядов. Здесь также можно говорить о *спектральном разложении в математическом смысле*.

2. Спектральное разложение простейшего модулированного колебания.

Пусть нас интересуют вынужденные колебания гармонического осциллятора, создаваемые в нем *одним* источником колебаний (в отличие от примера п. 1), но колебаний не синусоидальных, а *амплитудно-модулированных*. Речь может идти, например, о контуре, совершающем вынужденные колебания под действием амплитудно-модулированного лампового генератора (рис. 16.4). Речь может идти также, например, о таком опыте. На камертон действует звуковая волна, излучаемая резонаторным ящиком другого камертона, перед отверстием которого колеблется, периодически его закрывая и открывая, рука или механическая заслонка.

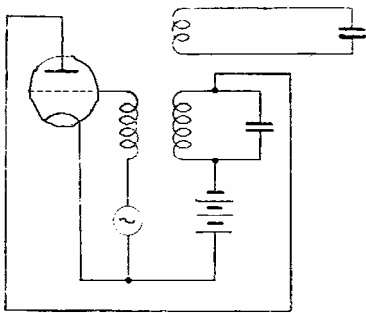


Рис.16.4. Колебательный контур, индуктивно связанный с *одним* ламповым генератором *модулированных* колебаний.

Здесь физически дано следующее: э.д.с. индукции в контуре или звуковое давление, раскачивающее камертон, имеет периодически меняющуюся амплитуду $A(t)$. Примем для простоты, что она меняется синусоидально около некоторого среднего значения a :

$$A(t) = a + 2b \cos \Omega t$$

(Ω - частота модуляции). Тогда э.д.с. в контуре или сила, действующая на камертон, имеет вид

$$f(t) = A(t) \cos \omega t = (a + 2b \cos \Omega t) \cos \omega t.$$

Дифференциальное уравнение вынужденных колебаний имеет вид (будем говорить для определенности о контуре)

$$Lq'' + Rq' + \frac{q}{C} = (a + 2b \cos \Omega t) \cos \omega t. \quad (16.3)$$

Таково дифференциальное уравнение, написанное *непосредственно «с природы»*.

Подвергнем его теперь математической обработке. Преобразуя правую часть уравнения (16.3), мы можем его представить в виде

$$Lq'' + Rq' + \frac{q}{C} = b \cos(\omega - \Omega)t + a \cos \omega t + b \cos(\omega + \Omega)t. \quad (16.3, a)$$

Теперь правая часть представлена в виде *тригонометрического ряда* суммы трех синусоидальных колебаний с различными частотами $\omega - \Omega$, ω , $\omega + \Omega$. Ее спектрограмма показана на рис. 16.5.

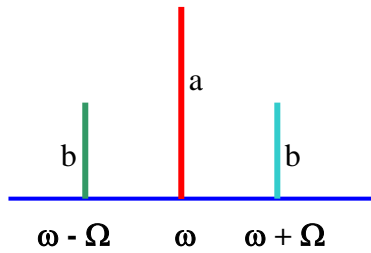


Рис.16.5. Спектрограмма правой части уравнения (16.3).

Электродвижущая сила в контуре создается *одним* источником *несинусоидальных* (модулированных) колебаний. Но, как показывает сравнение с (16.2), она ничем не отличается от той силы, которую создавали бы *три* источника *синусоидальных* э. д. с. частоты $\omega - \Omega$, ω , $\omega + \Omega$ и амплитуды b , a , b .

Ясно, что колебательный контур (рис. 16.4) или камертон одинаково колеблется под действием силы вида (16.2), независимо от того, создается она *одним* модулированным источником или *тремя независимыми* источниками синусоидальных колебаний.

3. Спектральное разложение несинусоидального периодического воздействия.

Пусть на резонатор действует несинусоидальная, но *периодическая* внешняя сила $f(t)$. Теорема Фурье, доказываемая в курсе математики, утверждает, что *функция $f(t)$ может быть представлена во всем интервале $-\infty \leq t \leq +\infty$ виде суперпозиции бесконечного множества синусоид, имеющих частоты, кратные $\omega = 2\pi/T$, где T — период функции $f(t)$:*

$$f(t) = \sum_{n=0}^{\infty} C_n \cos(n\omega t - \alpha_n)$$

или

$$f(t) = \sum_{n=0}^{\infty} (A_n \cos n\omega t + B_n \sin n\omega t),$$

где

$$A_n = C_n \cos \alpha_n, \quad B_n = C_n \sin \alpha_n, \quad C_n^2 = A_n^2 + B_n^2, \quad \alpha_n = \arctg \frac{B_n}{A_n},$$

причем коэффициенты A_n , B_n («коэффициенты Фурье» периодической функции) даются формулами (t_0 произвольно)

$$A_0 = \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f(t) dt, B_0 = 0,$$

$$A_n = \frac{2}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f(t) \cdot \cos n\omega t \cdot dt,$$

$$B_n = \frac{2}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f(t) \cdot \sin n\omega t \cdot dt$$

($n = 1, 2, 3, \dots$).

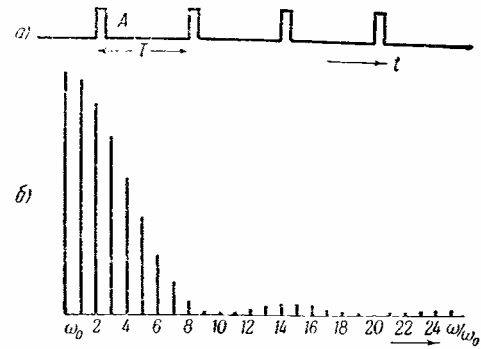


Рис. 16.6. Периодически повторяющиеся прямоугольные импульсы: а – осциллограмма и б - спектрограмма.

Первый пример: *периодические прямоугольные толчки* (рис. 16.6, а). Здесь, обозначив τ продолжительность толчка, F - величину силы во время толчка и взяв $t = 0$ в середине толчка, имеем:

$$F(t) = E \text{ при } -\frac{\tau}{2} \leq t \leq \frac{\tau}{2}$$

и $f(t) = 0$ в остальной части интервала $-\frac{T}{2} \leq t \leq \frac{T}{2}$. Взяв $t_0 = -\frac{T}{2}$, имеем:

$$A_0 = \frac{1}{T} \int_{-\frac{T}{2}}^{\frac{T}{2}} f(t) dt = \frac{1}{T} \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} E dt = \frac{F\tau}{T}$$

и аналогичным образом для $n \neq 0$

$$A_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} F \cdot \cos n\omega t \cdot dt = \frac{2F}{n\pi} \sin \frac{n\pi\tau}{T}, \quad B_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} F \cdot \sin n\omega t \cdot dt = 0.$$

Спектрограмма показана для частного случая на рис. 16.6, б. Интересен случай, когда $\tau \ll T$ (длительность толчка мала по сравнению с T - интервалом между толчками, называемым еще «скважностью» последовательности импульсов). При этом для гармонических составляющих, периоды которых T/n еще велики по сравнению с τ , можно считать приближенно

$$\sin \frac{n\pi\tau}{T} = \frac{n\pi\tau}{T}, \text{ откуда } A_n = \frac{2F\tau}{T} = \frac{2G}{T},$$

где G - импульс, сообщаемый отдельным толчком. Здесь в низкочастотной части спектра все линии имеют одинаковую интенсивность.

Второй пример: *короткие одинаковые толчки произвольной формы* (рис.16.7).

Здесь также

$$A_0 = \frac{1}{T} \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} f(t) dt,$$

$$A_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} F \cdot \cos n\omega t \cdot dt,$$

$$B_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} F \cdot \sin n\omega t \cdot dt$$

($n = 1, 2, 3, \dots$).

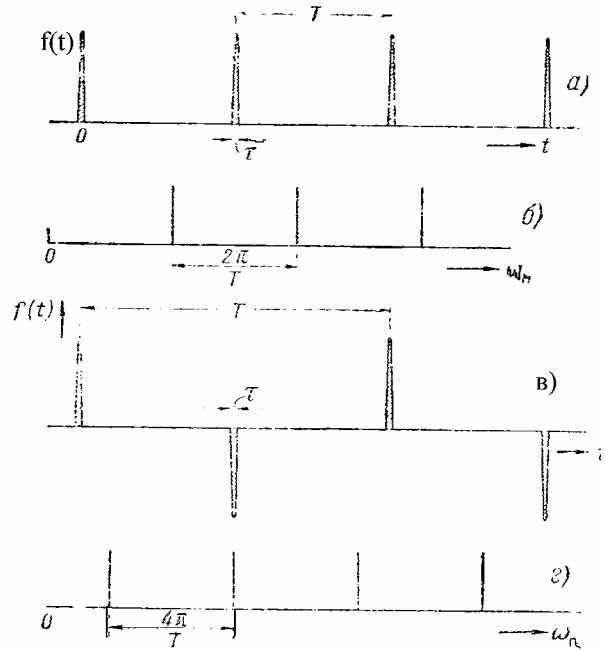


Рис.16.7. Периодические последовательности коротких толчков и их спектры: а, б, - толчки одного знака; в, г – толчки, чередующиеся по знаку.

Рассмотрим низкочастотную часть спектра – те гармонические составляющие $f(t)$, для которых $\tau \ll T/n$. Здесь можно считать приближенно, что $\cos n\omega t$, $\sin n\omega t$ сохраняют постоянные значения, равные соответственно 1 и 0, на всем протяжении интервала $-\frac{\tau}{2} \leq t \leq \frac{\tau}{2}$, откуда

$$A_0 = \frac{P}{T}, \quad B_n = 0, \quad A_n = C_n = \frac{2}{T} \int_{-\frac{\tau}{2}}^{\frac{\tau}{2}} f(t) dt = \frac{2G}{T} \quad (n = 1, 2, 3, \dots),$$

где G опять - импульс, сообщаемый отдельным толчком. В низкочастотной части спектра все линии имеют одинаковую интенсивность, не зависящую от формы толчка и пропорциональную импульсу P (рис. 16.7, б).

Третий пример: *короткие толчки, чередующиеся по знаку*. Будем считать, что последовательные толчки отличаются только знаком, форма же их одинакова (рис.

16.7, в). Оказывается, что здесь $C_n = 0$ для всех четных n (в частности $n=0$), т. е. спектр состоит только из составляющих с частотами ω , 3ω , 5ω . Можно также показать, далее, что если $\tau \ll T$ в низкочастотной части спектра ($\tau \ll T/n$), амплитуды всех составляющих одинаковы (рис. 16.7, г) и даются формулой

$$C_n = \frac{4G}{T} \quad (n - \text{нечетное}).$$

Четвертый пример: пилообразное колебание. Осциллограмма и спектрограмма показаны для частного случая на рис. 16.8.

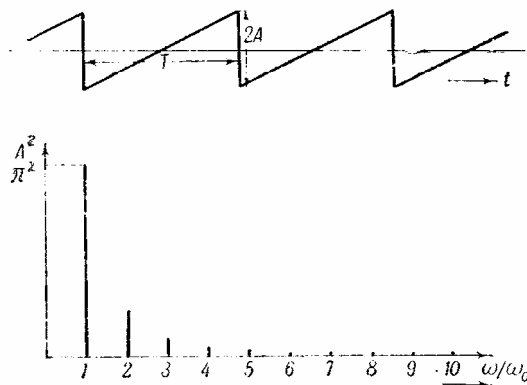


Рис. 16.8. Пилообразное колебание: осциллограмма и спектрограмма.

Конечно, для колебательного контура, камертона или маятника «безразлично», создаются ли спектры, показанные на рис. 16.6, 16.7, 16.8, *одним* источником несинусоидальных колебаний или некоторым *на-*

бором источников синусоидальных колебаний.

4. Спектральное разложение произвольного периодически модулированного по амплитуде колебания.

Пусть

$$f(t) = F(t)\cos\omega t, \quad (16.4)$$

где $F(t)$ — произвольная периодическая функция периода

$$\tau = \frac{2\pi}{\Omega}.$$

Согласно теореме Фурье

$$F(t) = \sum C_n \cos(n\Omega t - \alpha_n), \quad (16.5)$$

где

$$C_n \cos \alpha_n = \frac{2}{\tau} \int_0^{\tau} F(t) \cdot \cos n\Omega t \cdot dt, \quad C_n \sin \alpha_n = \frac{2}{\tau} \int_0^{\tau} F(t) \cdot \sin n\Omega t \cdot dt, \quad (16.6)$$

Подставляя (16.5) в (16.4), получаем после элементарного преобразования

$$f(t) = \frac{1}{2} \sum C_n \{ \cos[(\omega + n\Omega)t - \alpha_n] + \cos[(\omega - n\Omega)t - \alpha_n] \}.$$

Спектр $f(t)$ состоит из колебания частоты ω (несущая частота) и колебаний с частотами $\omega \pm n\Omega$ (боковые частоты). Если, например, осциллограмма колебания имеет вид рис. 16.9, а, т. е. амплитуда меняется по закону

$$A(t) = \begin{cases} A_0, & 0 \leq t \leq \frac{\tau}{2}, \\ 0, & \frac{\tau}{2} \leq t \leq \tau, \end{cases}$$

то, произведя вычисление по формулам (16.6), мы получаем спектрограмму вида, показанного на рис. 16.9, б.

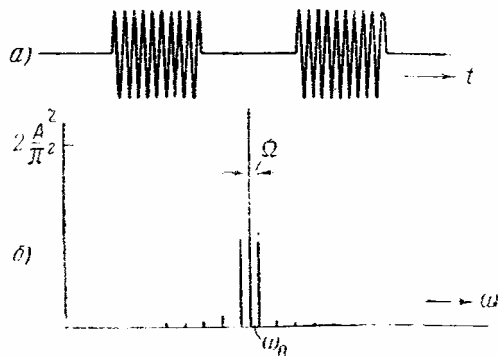


Рис. 16.9. Колебание, разрывно модулированное по амплитуде: осциллограмма и спектрограмма.

Функция вида

$$f(t) = \sum C_n \cos(\omega_n t - \alpha_n).$$

где ω_n не являются целыми кратными некоторой величины ω , называется *почти-периодической функцией*. Это название связано со следующим свойством таких функций (приводим его без доказательства): как бы ни было мало положительное число ε , можно найти такое T («почти-период», соответствующий выбранному ε), что при любом t

$$|f(t + T) - f(t)| < \varepsilon.$$

Модулированное колебание - важнейший для физики случай почти-периодической функции. В частном случае, когда несущая частота ω — целое кратное частоты модуляции Ω , модулированное колебание становится периодической функцией с периодом, равным периоду модуляции.*

- Подробнее теорию Фурье-преобразований см. —
- 1. Г.С. Горелик «Колебания и волны», - М., Гос. изд. ф.-м. лит., 1959г., 572с.
- 2. Мерц Л., «Интегральные преобразования в оптике», пер. с англ., М., 1969.

ФУРЬЕ СПЕКТРОСКОПИЯ

Рассмотрим в качестве примера одну измерительную технологию, широко применяемую в науке и технике в последние десятилетия, с внедрением вычислительной и микропроцессорной техники

Фурье спектроскопия, *метод оптической спектроскопии*, в котором получение спектров происходит в два приёма: сначала регистрируется так называемая **интерферограмма** исследуемого излучения, а затем путем её фурье-преобразования вычисляется спектр. В Фурье спектроскопии интерферограммы получают с помощью *интерферометра* Майкельсона, который настраивается на получение в плоскости выходной диафрагмы интерференционных колец равного наклона. (*Полосы равного наклона!*). При поступательном перемещении одного из зеркал интерферометра изменяется разность хода лучей Δ в плечах интерферометра. В процессе изменения Δ исследуемое излучение модулируется, причем частота модуляции Ω зависит от скорости изменения Δ и длины волны излучения λ (волнового числа $\nu = 1/\lambda$). При $\Delta = k\lambda$ ($k = 1, 2, \dots$) имеют место максимумы интенсивности излучения, при $\Delta = k\lambda/2$ — её минимумы. Если скорость зеркала $V = \text{const}$, то $\Omega = \frac{V}{\lambda} = \frac{V \cdot \nu}{c}$, т.е. каждая длина волны исследуемого излучения кодируется определенной частотой f .

Сигнал на приёмнике представляет собой совокупность синусоидальных цугов (рис.16.10).

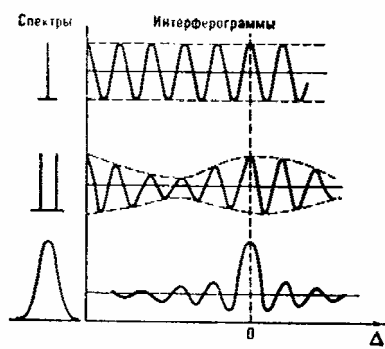


Рис.16.10. Интерферограммы, соответствующие спектральной линии, спектральному дублету, спектральной полосе.

Каждому спектру соответствует интерферограмма определенного вида. В некоторых случаях спектр может быть определён по ней непосредственно, однако в большинстве случаев для преобразования интерферограммы в спектр необходимо произвести её гармонический анализ. Для этого она записывается в виде ряда (массива) цифр, соответствующих дискретным значениям интенсивности излучения при изменении разности хода от 0 до $\Delta_{\text{макс}}$ (или от $-\Delta_{\text{макс}}$ до $+\Delta_{\text{макс}}$) с заданным шагом. Такой массив, имеющий в разных приборах от 10^2 до 10^6 значений, вводится в па-

мать ЭВМ, которая с помощью фурье-преобразования вычисляет спектр в течение времени от нескольких секунд до нескольких часов в зависимости от сложности спектра, числа значений в массиве, быстродействия аппаратуры.

Комплекс аппаратуры, выполняющий эти операции, называется фурье-спектрометром (ФС), в него, как правило, кроме двухлучевого интерферометра входят осветитель, приемник излучения, система отсчёта Δ , усилитель, аналогово-цифровой преобразователь и ЭВМ (встроенная в прибор или установленная в вычислительном центре). Сложность получения спектров на ФС перекрывается его преимуществами над другими *спектральными приборами*.

Так, с помощью ФС можно регистрировать одновременно весь спектр. Благодаря тому, что в интерферометре допустимо входное отверстие бóльших размеров, чем щель спектральных приборов с диспергирующим элементом такого же разрешения, ФС по сравнению с ними имеют выигрыш в *светосиле*. Это позволяет уменьшить время регистрации спектров и отношение сигнал - шум, повысить разрешение и уменьшить габариты прибора. Наличие ЭВМ в приборе позволяет кроме вычисления спектра производить другие операции по обработке полученного экспериментального материала, осуществлять управление и контроль над работой самого прибора.

Наибольшее применение ФС нашли в тех исследованиях, где другие методы малоэффективны или вовсе неприменимы. Например, спектры в ближней ИК области некоторых планет были зарегистрированы в течение нескольких часов, а для регистрации их спектральным прибором с диспергирующим элементом потребовалось бы несколько месяцев. Малогабаритные ФС были использованы при исследовании из космоса околоземного пространства и земной поверхности в средней ИК области.

Лабораторные ФС для дальней ИК области нашли применение в химии. Построены также фурье-спектрофотометры для всего ИК, а также субмиллиметрового диапазонов длин волн. Эти приборы используются также для измерения таких важных характеристик, как показатель преломления вещества в тонких пленках, определения на поверхностях адсорбированных слоев и динамики их изменения и т.п.