

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

О МЕТОДЕ ФАЗОВОГО КОНТРАСТА В МИКРОСКОПИИ *)

С. М. Рытов

Несмотря на то, что метод фазового контраста обладает интересными особенностями, уже получил благодаря своим преимуществам довольно широкое применение в микроскопии и с чисто оптической точки зрения был довольно подробно освещён в нашей литературе^{1, 10, 12}, физикам он известен сравнительно мало. Это нетрудно объяснить, учитывая, что речь идёт об узком вопросе из области микроскопической техники. Однако к методу фазового контраста можно подойти и несколько иначе, а именно — с точки зрения учения о колебаниях. При таком подходе этот оптический метод выступает как частный случай проявления некоторых общих колебательных закономерностей, охватывающих в совокупности не только ряд вопросов, касающихся образования оптического изображения, но, например, и вопросы модуляции в радио. В этой более общей связи метод фазового контраста может представить не только специальный интерес, и именно так он рассматривается ниже. После этого замечания уже не должно показаться странным то обстоятельство, что вначале речь будет идти совсем не о методе фазового контраста и даже не об оптике, а о модуляции в радио. Представления и выводы, которые можно будет здесь почерпнуть, не останутся без применения в оптических вопросах и, более того, смогут послужить к лучшему их уяснению.

1. МОДУЛЯЦИЯ В РАДИО

Как известно, для передачи речи, музыки, телевидения — вообще сигналов — необходимо нарушение синусоидальности колебаний в радиопередатчике, т. е. отклонения от гармонического колебания $Ae^{i\varphi}$, в котором по определению $A = \text{const.}$ и φ — линейная

*) Доклад, прочитанный на коллоквиуме Физического института им. П. Н. Лебедева Академии наук СССР.

функция во всём интервале времени t от $-\infty$ до $+\infty$. Модуляционные отклонения от синусоидальности, которые и выражают содержание радиопередачи, характеризуются своей медленностью. Это значит, что при $A = A(t)$ (амплитудная

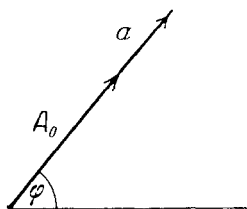


Рис. 1.

модуляция) или при $\dot{\phi} = \dot{\phi}(t)$, т. е. нелинейной зависимости ϕ от t (частотная или фазовая модуляция), изменения A и $\dot{\phi}$ за «период» $\frac{2\pi}{\dot{\phi}}$ самого модулируемого колебания достаточно малы. Такая формулировка несколько расплывчата, но она даёт известное представление о характере процесса, а для дальнейшего можно обойтись без её уточнения.

На обычной векторной диаграмме (рис. 1) амплитудно-модулированное колебание можно изобразить вектором, фазовый угол которого φ неизменен, а модуль меняется, будучи суммой постоянного вектора длины A_0 (модулируемое колебание или «несущая») и коллинеарного с A_0 переменного вектора $a(t)$ (модулирующее колебание).



Рис. 2.

Частотно- или фазово-модулированное колебание изобразится вектором постоянной длины A_0 (рис. 2), который поворачивается при изменении фазы $\varphi(t)$. Если этот поворот сводится к достаточно малым качаниям вектора около некоторого значения фазы φ_0 , то его можно интерпретировать как добавление к постоянному вектору A_0 перпендикулярного к нему переменного вектора $a(t)$.

Можно различать два круга вопросов, связанных с воздействием таких модулированных колебаний на приёмную аппаратуру. С одной стороны — это вопросы, касающиеся селекции и воспроизведения формы принимаемого колебания, с другой — вопросы демодуляции, т. е. извлечения из принятого высокочастотного модулированного колебания модулирующего колебания с низкими частотами. Такого рода процесс, обратный модуляции, как, впро-

чем, и самый процесс модуляции, может быть осуществлён только с помощью систем, способных трансформировать частоты. Сюда относятся системы с переменными параметрами (в частности, так называемое синхронное детектирование, изобретённое инж. Е. Г. Момотом) и нелинейные системы — устройства с нелинейной вольт-амперной характеристикой. Большей частью используются именно такие нелинейные устройства — ламповые или кристаллические детекторы. Наоборот, для селекции чаще всего применяются линейные гармонические устройства, простые колебательные контуры или составленные из них цепи (полосовые фильтры). Именно для таких гармонических систем представляет интерес и физическое содержание разложения исследуемых колебаний по гармоническим колебаниям, т. е. разложения в ряд или интеграл Фурье.

Модулированное колебание может быть представлено в виде

$$s = f(t) e^{i\omega_0 t}, \quad (1)$$

где

$$f(t) = A(t) e^{i\varphi(t)} \quad (2)$$

— модулирующая функция. Её модуль $A(t)$ выражает амплитудную модуляцию, а аргумент $\varphi(t)$ — фазовую модуляцию. Очевидно, для того чтобы развернуть s по Фурье, достаточно проделать соответствующее разложение для $f(t)$. Если, например, модуляция периодическая с периодом

$$T = \frac{2\pi}{\Omega}, \text{ то}$$

$$f(t) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n e^{in\Omega t} \quad (3)$$

и, следовательно,

$$s = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n e^{i(\omega_0 + n\Omega)t}. \quad (4)$$

Таким образом, кроме несущей частоты ω_0 , спектр содержит боковые частоты $\omega_0 \pm \Omega$, $\omega_0 \pm 2\Omega$, ..., расположенные по обе стороны от ω_0 на интервалах, кратных Ω (рис. 3). Амплитуды и фазы всех гармоник спектра всецело определены видом модулирующей функции $f(t)$ через её (в общем случае комплексные) коэффициенты Фурье c_n .

Строго говоря, в рассматриваемой задаче, касающейся колебаний во времени, следовало бы пользоваться действи-

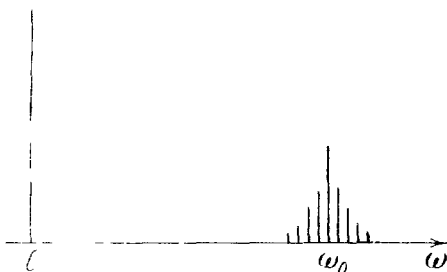


Рис. 3

тельной формой разложения Фурье, считая частоту ω всегда положительной, так как колебания с частотами $+\omega$ и $-\omega$ физически неразличимы. Но для модулированных колебаний, характеризуемых медленностью уклонений от гармонического [в (4) это означает, что $\Omega \ll \omega_0$], вся сколько-нибудь существенная часть спектра занимает сравнительно узкую полосу частот около ω_0 , и отрицательные частоты $\omega_0 - N\Omega < 0$ начинаются со столь высоких номеров гармоник N , что практически не представляют интереса ($c_N \approx 0$). Именно поэтому имеется возможность комплексной записи, которой и целесообразно воспользоваться, причём не просто потому, что такая запись удобней. Когда речь пойдёт об оптических вопросах и о пространственных колебаниях, физически адекватной будет именно комплексная форма. Наличие такой же формы в трактовке радиомодуляции облегчит сравнение обоих вопросов.

Задача селекции состоит в том, чтобы «пропустить» желаемую станцию и отсеять остальные. Таким образом, резонансная кривая колебательного контура или полоса пропускания фильтра должна быть настолько узкой, чтобы при настройке на ω_0 он не откликнулся на другие станции. Но вместе с тем кривая не должна быть слишком узка, так как в противном случае фильтр будет обрезать и портить спектр принимаемого колебания. При сужении полосы пропускания срезание начинается с высокочастотных компонент модулирующей функции, остаются всё более низкие её частоты, форма вынужденного («пропущенного») колебания всё сильнее сглаживается, огрубляется и, наконец, если дойти до селективности, оставляющей только несущую, последние следы модуляции в отклике системы исчезают — передачи нет.

К тому же результату можно прийти, рассматривая не частотный состав модулированного колебания и ширину полосы пропускания, т. е. рассуждая не на спектральном языке, а на языке времён, а именно — сравнивая времена изменения $f(t)$ со временем установления контура или фильтра. Действительно, резонансная система успевает следовать лишь за такими модуляционными изменениями действующей на неё силы, которые происходят медленно по сравнению с её временем установления. Но чем селективней гармоническая система, чем меньше ширина h её полосы пропускания, тем больше её время установления τ и, следовательно, тем сильнее она сглаживает модуляцию. Качественно мы приходим к тому же результату, что и при спектральном подходе, и можно показать, что совпадение не только качественное, но и количественное. При этом h и τ связаны соотношением типа

$$h \cdot \tau \geq \text{const.}$$

Такого же рода соотношение имеет место между длительностью сигнала или импульса Δt и шириной (размытостью) его спектра $\Delta\omega$:

$$\Delta\omega \cdot \Delta t \geq \text{const.}$$

Нетрудно заметить, что эти два равнозначных способа описания колебательных явлений — на языке частот и на языке времён — чрезвычайно напоминают так называемые дополнительные представления (q - и p -представления) в волновой механике, а связь между $\hbar$ и τ или между $\Delta\omega$ и Δt по крайней мере с внешней стороны повторяет известное соотношение неопределённостей. Здесь нет возможности останавливаться на этом сходстве подробней, так как более обстоятельный анализ слишком далеко увёл бы в сторону, но всё же нельзя не подчеркнуть, что указанные параллели не случайны. Они коренятся в самом спектральном подходе, которым пронизаны и линейная радиоп физика, и волновая механика. Разумеется, было бы неверно заключать из существования указанного сходства некоторых закономерностей о тождестве самих физических явлений.

Возвращаясь к вопросам радиомодуляции, допустим, что с помощью линейного гармонического спектра выделена передача интересующей нас станции. Обозначим «пропущенное» колебание, спектр которого, вообще говоря, несколько урезан и испорчен по сравнению с (4), через

$$\tilde{s} = \tilde{f}(t) e^{i\omega_0 t}. \quad (5)$$

Отсюда нужно теперь извлечь сами модулирующие сигналы — телеграфные знаки, речь, музыку и т. п., — т. е. нужно вернуться к низким частотам, осуществить демодуляцию. Как уже было отмечено, радиотехника располагает для этой цели рядом способов, но, имея в виду дальнейшее, мы рассмотрим только один — квадратичное детектирование.

Идеальный квадратичный детектор имеет вольт-амперную характеристику $i = \text{const} \cdot V^2$. Реальные нелинейные проводники при достаточно малых V действуют большей частью именно как квадратичный детектор, поскольку в разложении их характеристики в степенной ряд по V член с V^2 (первый нелинейный член) обычно может быть сделан доминирующим над суммой высших нелинейных членов. Простейший демодулятор состоит из детектора и прибора, реагирующего на низкочастотные колебания, например телефона (рис. 4). Пусть к этому устройству подведено колебание (5). Тогда, если принять для простоты, что сопротивление детектора много больше сопротивлений других элементов цепи, от квадратичного члена характеристики получится ток

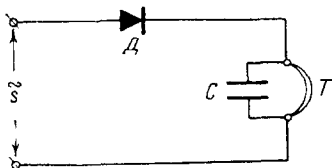


Рис. 4.

$$i = \text{const} \cdot (\text{Re } \tilde{s})^2.$$

Этот ток содержит, очевидно, всевозможные комбинационные частоты между компонентами спектра $\tilde{s}$, т. е. частоты вида $(\omega_0 + n\Omega) \pm (\omega_0 + m\Omega)$. Они распадаются на высокие частоты $2\omega_0 + (n + m)\Omega$ и низкие частоты $(n - m)\Omega$, за которыми только и может следить регистрирующий прибор (телефон, реле). Обычно этот прибор шунтируется ёмкостью C (рис. 4), легко пропускающей высокочастотную часть тока.

В итоге из полного тока i выделяется его низкочастотная часть I , которую можно записать в виде

$$I = \text{const.} \cdot \frac{\tilde{s} \tilde{s}^*}{2}.$$

Учитывая (5), получаем:

$$I \sim \tilde{f} \tilde{f}^* \quad (6)$$

— демодулятор с квадратичным детектором даёт квадрат модуля искажённой селектором модулирующей функции. Этот результат и представляет интерес для дальнейшего. На нём заканчивается путь от входа приёмного устройства к его выходу, и, пользуясь (6), можно выяснить теперь, что будет нами услышано при разных видах модуляции и способах селекции.

Предположим первоначально, что селектор совершенно не испортил спектр колебания, т. е. $\tilde{s} = s$ и, следовательно,

$$\tilde{f} = f = A(t) e^{i\varphi(t)}.$$

Тогда отклик на выходе приёмника будет:

$$I \sim A^2(\cdot), \quad (7)$$

т. е. он воспроизведёт квадрат модулированной амплитуды и никак не отразит модуляции фазы. Таким образом, при чисто фазовой модуляции ($f = A_0 e^{i\varphi(t)}$) получается $I = \text{const.}$, т. е. передача неслышима. Что это означает со спектральной точки зрения? Не следует ли отсюда, что фазовая модуляция даёт слишком слабый спектр боковых частот? Такой вывод был бы абсолютно неверен. Как раз одной из особенностей фазовой модуляции является то, что даже при малой глубине, соответствующей частотной модуляции, она может давать колебание с чрезвычайно обширным, многолинейчатым спектром. Дело вовсе не в малых амплитудах боковых частот спектра, а в том, что их фазы неблагоприятны для квадратичной демодуляции. Это легко пояснить на примере столь неглубокой синусоидальной частотной модуляции, при которой в спектре практически заметны только две боковые

частоты. Если $\omega = \omega_0(1 + k \cos \Omega t)$ и $\frac{k\omega_0}{\Omega} < \frac{1}{2}$, то спектр имеет такой же вид, как и у колебания, модулированного по амплитуде по закону $A = 1 + k \cos \Omega t$ с глубиной модуляции $k = \frac{k\omega_0}{\Omega}$. Различные заключено в фазах спектральных компонент: если при амплитудной модуляции принять их фазы за нуль (рис. 5, а), то в случае «эквивалентной» частотной модуляции фаза несущей будет отличаться на $\pm 90^\circ$ (рис. 5, б). Отсюда и получается совершенно различный результат при квадратичной демодуляции. Низкая

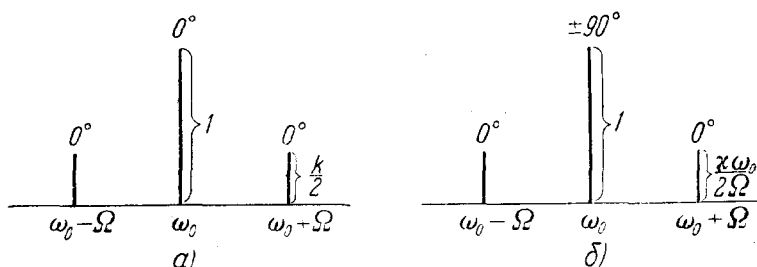


Рис. 5.

частота Ω образуется в детекторе как разностная частота двух комбинаций между несущей и боковыми частотами:

$$\begin{aligned}(\omega_0 + \Omega) - \omega_0 &= \Omega, \\ \omega_0 - (\omega_0 - \Omega) &= \Omega.\end{aligned}$$

В случае амплитудной модуляции оба низкочастотных колебания синфазны и, складываясь, удваиваются. В случае же фазовой модуляции они противофазны и уничтожаются. В общем случае фазовой модуляции с многолинейчатым спектром такое взаимное гашение комбинационных колебаний распространяется на все имеющиеся в них низкие частоты, кроме нулевой, т. е. кроме постоянного тока.

Из сказанного ясен тот путь, который может привести к выявлению фазовой модуляции при квадратичном демодуляторе. Нужно, очевидно, как-либо нарушить амплитудно-фазовые соотношения в спектре колебания, модулированного по фазе, т. е. специально исказить его модулирующую функцию f с тем, чтобы превратить фазовую модуляцию — если не полностью, то хотя бы частично — в модуляцию амплитудную. Это и делают в радиотехнике с помощью устройств, называемых дискриминаторами. Рассмотрим несколько примеров действия дискриминатора, отнюдь не представляющих собою радиотехнического решения вопроса, но поясняющих принципиальную сторону дела. Кроме того, эти примеры непосредственно пригодятся в дальнейшем.

Предположим, что «дискриминатор» осуществляет приём без несущей, т. е. из спектра (4) принимаемого модулированного по фазе колебания $s = e^{i\omega_0 t + i\varphi(t)}$ вырезает колебание $c_0 e^{i\omega_0 t}$, никак не затрагивая остальных компонент. Тогда

$$\tilde{f} = f - c_0 = e^{i\varphi} - c_0,$$

и согласно (6) на выходе приёмника получится ток

$$I \sim \tilde{f} \tilde{f}^* = 1 + c_0^2 - 2c_0 \cos \varphi(t), \quad (8)$$

в котором фазовая модуляция как-то выявлена. Правда, это далеко не блестящее воспроизведение передачи: I зависит от φ через чётную функцию $\cos$ и, следовательно, если сама $\varphi(t)$ нечётна, то в токе I получится удвоение основной частоты. Если φ мало, то $I \approx (1 - c_0)^2 + c_0^2 \varphi^2$, т. е. отклик ослабевает с уменьшением φ квадратично.

Другим способом «дискриминации» может служить срезание половины спектра — либо вместе с несущей, либо при её сохранении. Ясно, что фазовая модуляция при этом обязательно проявится, так как демодулятор не создаёт в этом случае противофазных комбинационных колебаний. Искажение формы колебания и здесь будет достаточно сильным. Некоторым приближением к такому приёму на одной боковой полосе может служить просто асимметричная настройка резонансного контура с соответственно подобранной шириной резонансной кривой (рис. 6).

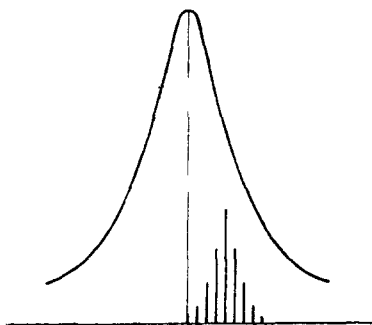


Рис. 6.

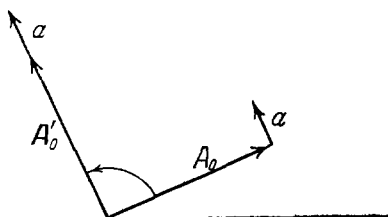


Рис. 7.

Наконец, вместо того, чтобы совсем устранять несущую, можно ограничиться изменением её фазы на $\pm 90^\circ$. Векторная диаграмма сразу же показывает, что в случае малых фазовых девиаций это приведёт просто к полному превращению фазовой модуляции в амплитудную (рис. 7), так как после поворота на $\pm 90^\circ$ модулируемый вектор A'_0 оказывается коллинеарным модулиру-

щему вектору a . Искажённая модулирующая функция может быть представлена в виде

$$\tilde{f} = f - c_0 \pm ic_0 = e^{i\varphi} - c_0 \pm ic_0.$$

Соответствующий отклик на выходе приёмника будет:

$$I \sim \tilde{f} \tilde{f}^* = 1 + 2c_0^2 - 2c_0 \cos \varphi(t) \pm 2c_0 \sin \varphi(t). \quad (9)$$

Так как фазовая модуляция выявлена теперь не только чётной, но и нечётной функцией φ , удвоение частоты исключено. Кроме того, при достаточно малых φ мы получаем:

$$I \sim (1 - c_0)^2 \pm 2c_0\varphi(t), \quad (9')$$

— ток на выходе линейно зависит от модулированной фазы, т. е. модуляция воспроизводится без искажений (это и есть случай малых a , рис. 7).

2. ОБРАЗОВАНИЕ ОПТИЧЕСКОГО ИЗОБРАЖЕНИЯ

Обратимся теперь к оптике, к явлениям, не имеющим, казалось бы, ничего общего с тем, о чём шла речь до сих пор. Рассмотрим образование оптического изображения некоторого двухмерного

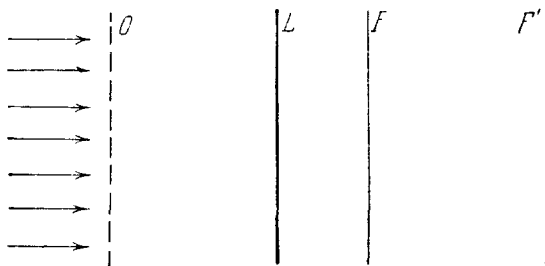


Рис. 8.

объекта и, чтобы исключить всё несущественное для интересующих нас вопросов, предположим, что объективом служит идеальная тонкая линза L (рис. 8), а объект O освещён нормально падающей плоской волной. Требуется найти изображение, т. е. распределение освещённости в плоскости F' , сопряжённой относительно линзы с плоскостью объекта O . Конечно, вопрос сильно схематизирован, но тем не менее он и в такой постановке может отразить некоторые моменты, существенные для ряда реальных оптических устройств, в том числе и для микроскопа. Одним из таких моментов является (в отличие от того, что имеет место

в телескопе) несовпадение плоскости изображения F' с главной фокальной плоскостью линзы F .

Теорию оптического изображения можно, как известно, строить различно. Можно, следуя Релею², разбить объект на «точечные» элементы, учесть ограничение световой волны от такого элемента апертурой оптической системы и найти соответствующее поле на плоскости F' . Изображение получится тогда как интенсивность суммарного поля на F' от всех «точечных» элементов объекта. По своему результату этот путь, как показал Релей, эквивалентен другому, развитому ранее Аббе³. В теории Аббе поле за объектом

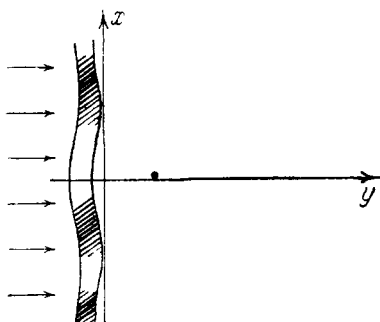


Рис. 9.

разлагается на плоские волны и далее прослеживается поведение каждой такой волны. При таком способе рассмотрения особую роль приобретает главная фокальная плоскость F линзы, так как в этой плоскости волны фокусируются, давая картину френгоуфовой дифракции на объекте. Эту картину Аббе называет «первичным изображением», собственно же изображение, т. е. результат интерференции на плоскости F' когерентных волн, «испущен-

ных» элементами первичного изображения, Аббе называет «вторичным изображением». Для вопросов, связанных с методом фазового контраста, способ Аббе является наиболее целесообразным.

При применении этого способа прежде всего нужно знать, какова совокупность плоских волн позади объекта. Очевидно, это зависит от поля на плоскости самого объекта (или на некоторой эффективной «плоскости выхода», достаточно близкой к поверхности объекта, который может быть и не плоским). Пусть объект представляет собою достаточно тонкую пластинку, у которой толщина, показатель преломления и абсорбция зависят только от одной координаты x (рис. 9). Первичная (освещающая) волна, имевшая всюду постоянную амплитуду и плоский фронт, даст прошедшую через объект волну иного характера. Переменная абсорбция делает фронт прошедшей волны «пятнистым» (или, вернее, «полосатым», поскольку абсорбция зависит только от x), т. е. амплитуда прошедшей волны на плоскости $y=0$ будет некоторой функцией $A(x)$. Переменная толщина и показатель преломления создают набег фазы, различный в разных местах, т. е. фаза волны на плоскости $y=0$ будет некоторой функцией $\varphi(x)$. Иначе говоря, фронт прошедшей волны будет «помят» или «гофрирован». Оба вида изменений можно представить с помощью одной комплексной функции

$$f(x) = A(x) e^{i\varphi(x)}, \quad (10)$$

которая выражает поле на «плоскости выхода» $y=0$ и иногда называется пропускаемостью объекта. Конечно, в действительности положение вещей может быть более сложным: рефракция и переменная толщина тоже могут влиять на амплитуду и т. п., но для достаточно тонкой пластинки и достаточно малых градиентов показателя преломления можно считать, что на непосредственно прилегающей к объекту плоскости $y=0$ функции $A(x)$ и $\varphi(x)$ воспроизводят соответственно распределения абсорбционной и рефракционной структур объекта. Можно, конечно, подойти и более формально, сказав, что $f(x)$ — это заданное поле на $y=0$, не вникая более детально в вопрос о связи $f(x)$ со структурой объекта.

Если предположить для простоты, что объект обладает периодической структурой с периодом d , то $f(x)$ можно представить в виде ряда Фурье

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n e^{inKx}, \quad \text{где } K = \frac{2\pi}{d}. \quad (11)$$

Очевидно, поле позади объекта ($y > 0$) также будет периодически по x с периодом d и, как нетрудно убедиться, будет выражаться рядом

$$\Phi(x, y) = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} c_n e^{i(nKx + \sqrt{k^2 - n^2 K^2} y)}. \quad (12)$$

Действительно, $\Phi(x, y)$ удовлетворяет двумерному волновому уравнению, а при $y=0$ обращается в $f(x)$.

Но выражение (12) для $\Phi(x, y)$ и есть не что иное, как набор плоских волн; n -я волна идёт под углом θ_n к оптической оси y , причём

$$\sin \theta_n = \frac{nK}{k} = \frac{n\lambda}{d},$$

а амплитуда и фаза этой волны выражаются коэффициентом c_n , который всецело определяется пропускаемостью объекта $f(x)$. Таким образом, каждая комплексная гармоника $f(x)$ даёт свою плоскую волну. При $|n| < N = \frac{d}{\lambda}$ — это обыкновенные бегущие плоские волны с действительными углами θ_n . В главной фокальной плоскости F линзы L они фокусируются в отдельные линии — спектры дифракционной картины. Можно сказать, что в «первичном изображении» на плоскости F физически реализуется разложение Фурье пропускаемости $f(x)$, но ограниченное гармониками, номера которых $|n| < N$. Волны с $|n| > N$ имеют иной характер: они распространяются параллельно оси x , а их амплитуды экспо-

ненциально убывают по y . Такие волны не проходят через линзу и не участвуют в образовании ни дифракционной картины, ни изображения.

Из точек «первичного изображения» световые пучки с $|n| < N$ вновь расходятся (рис. 10) и как раз на сопряженной с объектом плоскости F' перекрываются край в край, налагаясь с такими же амплитудами и фазами (такими же c_n), с какими они вышли с плоскости объекта $y=0$. Таким образом, на F' с точностью до масштаба воспроизводится урезанное со стороны высоких гармоник поле $f(x)$. Если $d < \lambda$, то будут срезаны уже первые пучки, пройдет только нулевой и на F' — даже с таким идеальным прибором,

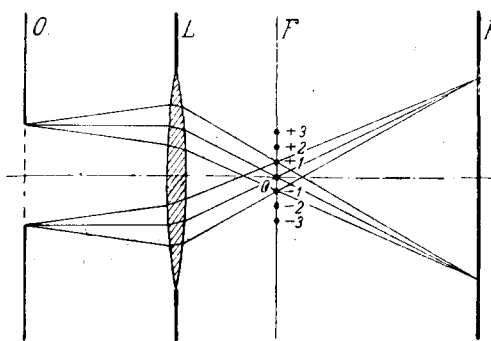


Рис. 10.

как бесконечная тонкая линза, — получится равномерная освещенность: свет с длиной волны λ не может дать изображения столь мелкой структуры. Этот принципиальный предел разрешающей силы прибора, поставленный волновой природой света, был указан Аббе и Гельмгольцем.

Во всяком реальном оптическом приборе апертура конечна, что может повести лишь к ещё более сильному ограничению ряда (11), т. е. не пройдут не только затухающие волны, но и часть бегущих, для которых $|\theta_n|$ превышает некоторый угол $\alpha < \frac{\pi}{2}$. Обозначим функцию, которую представляет соответственно усеченный ряд $f(x)$, через $\tilde{f}(x)$. Тогда световое колебание на плоскости F' (с точностью до масштаба по x) будет $\tilde{f}(x)e^{i\omega_0 t}$, а распределение его интенсивности будет пропорционально

$$\left[\operatorname{Re} \left(\tilde{f}(x) e^{i\omega_0 t} \right) \right]^2 = \frac{\tilde{f} \tilde{f}^*}{2}.$$

Таким образом, в изображении мы получим освещенность

$$I \sim \tilde{f} \tilde{f}^*. \quad (13)$$

Сравнивая между собой основные положения теории приёма и демодуляции модулированных колебаний в радио и теории образования оптического изображения, нетрудно заметить далеко идущий параллелизм обоих вопросов.

Пропускаемость объекта $f(x)$ играет ту же роль, что и модулирующая функция $f(t)$; вызванные абсорбцией изменения амплитуды $A(x)$ аналогичны амплитудной модуляции $A(t)$, а изменения фазы $\varphi(x)$, обусловленные вариациями толщины и показателя преломления объекта, аналогичны фазовой модуляции $\varphi(t)$. Таким образом, чистой амплитудной модуляции в радио отвечают абсорбционные структуры в оптике, а чистой фазовой модуляции — рефракционные или фазовые структуры. «Первичное изображение» — дифракционные спектры с комплексными амплитудами c_n — играет роль несущей и боковых частот в спектре модулированного колебания. Конечная апертура оптического прибора или какие-либо иные изменения, вносимые в «первичное изображение», аналогичны полосе пропускания селектора и действию «дискриминаторов» в радио. Наконец, квадратичная демодуляция на выходе приёмника — это переход к интенсивности света — на выходе оптического прибора. Можно сказать, что квадратичный детектор и телефон делают в радиоприёмнике то же самое, что делает глаз или фотоэлемент в оптическом приборе *).

Разумеется, такое далеко идущее сходство имеет место лишь при известных ограничениях, которые не следует упускать из виду. Налицо не только сходство, но и различия, причём не чисто внешние и самоочевидные, а более глубокие — различия в закономерностях. Они обусловлены в конечном счёте разницей в физической природе временной и пространственной задач.

Во-первых, как уже было отмечено, в случае колебаний во времени положительные и отрицательные частоты физически неразличимы. В пространственном же «колебании» $f(x)$ положительные и отрицательные частоты (т. е. волновые числа) по существу различны, так как соответствуют разным направлениям распространения прошедших волн. Поэтому во временной задаче комплексный ряд Фурье для $f(t)$ был удобным (и не всегда законным) способом записи. Здесь же, в пространственной задаче, такая запись адекватна физической стороне дела.

Во-вторых, затухающие волны от структур, более мелких, чем длина волны, не имеют аналога во временной задаче. В радиомодуляции не существует какого-нибудь принципиального предела для частоты модуляции Ω , т. е. предела, поставленного самой природой колебаний. Мы берём $\Omega \ll \omega_0$, исходя из определённых условий практического порядка, связанных с передачей сигналов и с соответствующей аппаратурой. Вполне возможны и колебания с $\Omega \gg \omega_0$. В оптике же мы можем доходить до структур с периодом d порядка λ , т. е. до «частот» K порядка k . При $K > k$ принципиально

*) Фотопластинка реагирует не просто на интенсивность, а накапливает действие во времени.

меняется самое распространение света позади структуры, независимо от того, какие оптические приборы там поставлены.

Но если и в оптической задаче ограничиться случаем достаточно крупных и плавных структур ($K \ll k$), то можно забыть о существовании принципиального предела разрешающей силы, так как тогда $|nK|$ становится сравнимым с k при столь больших номерах спектров $|n| = N$, для которых практически $c_N \approx 0$. С полным правом мы можем тогда говорить, что объект пространственно модулирует проходящую через него световую волну, и до конца проследить тождество закономерностей этой пространственной модуляции в оптике с закономерностями временной модуляции в радио.

Имея это в виду, обратимся теперь к вопросу о том, что мы увидим при различных структурах объекта и разных способах наблюдения (образования) оптического изображения.

3. ИЗОБРАЖЕНИЯ АМПЛИТУДНЫХ И ФАЗОВЫХ СТРУКТУР

Допустим сначала, что апертура настолько велика, что практически нисколько не портит «модулирующую функцию», т. е.

$$\tilde{f}(x) = f(x) = A(x) e^{i\varphi(x)}.$$

Подчеркнём ещё раз, что функция $f(x)$ предполагается теперь настолько грубой и плавной, что можно принимать во внимание лишь аппаратные искажения поля (12) в «первичном изображении». Согласно (13) распределение интенсивности в изображении будет:

$$I \sim A^2(x).$$

Мы увидим, следовательно, амплитудную (абсорбционную) структуру объекта, а фазовая никак не проявится. Если объект чисто рефракционный, прозрачный, т. е. $f(x) = e^{i\varphi(x)}$, то $I = \text{const}$ — поле зрения будет освещено равномерно. Таким образом, «просто так», без добавочных мероприятий, рефракционная структура невидима, подобно тому как в радио неслышима фазовая модуляция. И здесь, в оптике, это вовсе не означает, что рефракционные структуры дают слишком слабую дифракцию, в силу чего изображение якобы «тонет» в ярком свете нулевого пучка. Такой взгляд на дело имел в прошлом некоторое распространение среди микроскопистов, но, как сказано, он неверен. Чисто фазовые структуры, как и фазовая модуляция в радио, могут давать чрезвычайно много интенсивных «спутников» (дифракционных спектров), но амплитудно-фазовые соотношения в них неблагоприятны для «квадратичной демодуляции». Диффрагированные пучки, интерферируя между собой, дают на плоскости изображения F' такое же равномерное распределение, как и на самом объекте.

Прекрасной иллюстрацией к сказанному может служить диффракция света на ультразвуковых волнах. Даже при малой интенсивности ультразвука здесь легко получить интенсивную дифракционную картину с большим числом спектров, однако если просвечиваемый ультразвуковой столб достаточно тонок и длина ультразвуковой волны не слишком мала, то структура является чисто фазовой, рефракционной, и поэтому невидимой⁴.

Но, говоря о фазовых структурах, вовсе не следует представлять себе только прозрачные объекты, которые модулируют по фазе проходящий через них свет благодаря неоднородностям толщины и показателя преломления. Понятие фазовой структуры шире, чем рефракционной. В известном теневом методе Фуко для испыта-

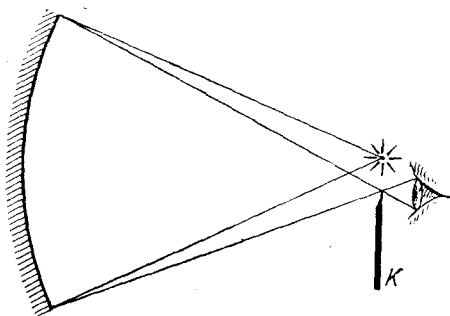


Рис. 11.

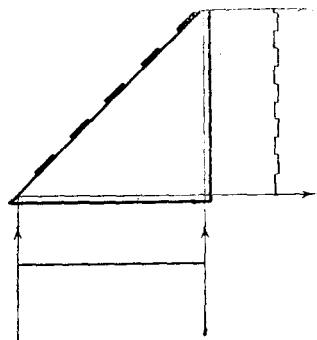


Рис. 12.

ния сферичности вогнутых зеркал⁵ речь также идёт о фазовой структуре, хотя получается она в результате отражения, а не преломления. Свет, идущий от зеркала в эрачок наблюдателя (рис. 11), отражается во всех точках поверхности зеркала с одинаковой амплитудой, но малые отступления этой поверхности от сферичности создают в отражённой волне отклонения от правильной фазы, т. е. «мнут» или «коробят» фронт отражённой волны. «Нож» K как раз и служит для выявления этой фазовой модуляции: без него структура (неправильности зеркала) остаётся невидимой. В чём именно состоит действие «ножа», целесообразно рассмотреть несколько дальше.

Иного рода отражательная фазовая структура была недавно осуществлена автором совместно с И. Л. Фабелинским⁶. На отражающую грань призмы полного отражения путём напыления в вакууме через специальную маску нанесена решётка в виде полёсок серебра, разделённых пустыми промежутками. Если свет падает на такую решётку со стороны стекла (рис. 12), то скачок фазы в отражённой волне различен на серебре и на участках полного внутреннего отражения, в то время как амплитуда практи-

чески одинакова. Получается типичная фазовая структура, дающая при равномерной интенсивности «гофрированный» фронт световой волны, показанный в правой части рис. 12. На фотографии призмы, снятой в отражённом указанным образом свете, фазовая структура (решётка) почти невидима (рис. 13), в то время как в главной фокальной плоскости объектива получается дифракционная картина (рис. 14, а), причём более интенсивная, чем при отражении света от решётки со стороны воздуха (рис. 14, б), когда она действует как амплитудная структура и отражает меньшее количество света.

Что же следует предпринять, чтобы сделать фазовую структуру видимой? Очевидно, как и в случае фазовой модуляции в радио,

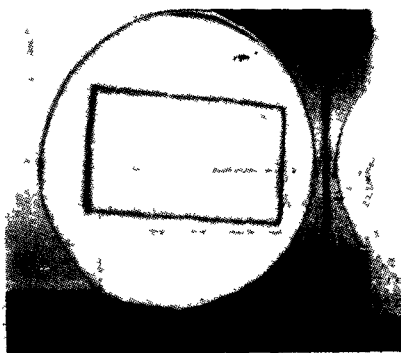


Рис. 13.

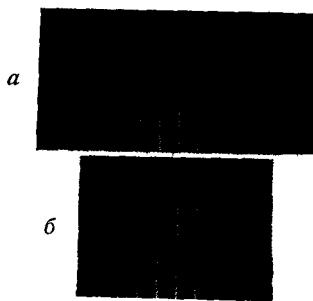


Рис. 14

надо внести такие изменения в «первичное изображение», чтобы

квадрат модуля искажённой функции пропускания $\tilde{f}(x)$ (т. е. интенсивность света на плоскости изображения F') зависел от модулированной фазы $\varphi(x)$. Именно так и поступают в оптике, прибегая для этой цели к различным приёмам.

Мы видели, что прием без несущей позволяет услышать фазовую модуляцию. Существует аналогичный оптический метод — так называемый метод затемнённого поля зрения, сводящийся к устранению из «первичного изображения» нулевого дифракционного пучка. Это может быть достигнуто просто закрытием нулевого пучка специальной блендой, поставленной в главной фокальной плоскости F объектива. Другой путь состоит в применении специальной системы освещения объекта (кардионид-конденсор), но так как он выпадает из нашей схемы (освещающая волна не является плоской), то мы ограничимся первым способом.

В случае фазовых структур недостатком метода затемнённого поля является возможность уменьшения вдвое периода видимого изображения по сравнению с истинным периодом структуры [ср. с замечанием к формуле (8)]. В случае амплитудных объектов этот метод даёт одинаковое изображение дополнительных структур и может приводить к тому, что будут видны только светлые контуры — границы пропускающих и поглощающих участков объекта.

Действительно, если пропускаемость объекта есть $0 \leq A(x) \leq 1$ и, следовательно, $c_0 = \overline{A(x)}$ (среднее значение), то при затемнённом поле имеем:

$$\tilde{f}(x) = A(x) - \overline{A(x)},$$

откуда следует, что распределение интенсивности в изображении будет:

$$I \sim (A - \overline{A})^2.$$

Дополнительной структурой называется такая, у которой пропускаемость есть $1 - A(x)$, а значит, $c_0 = 1 - \overline{A(x)}$. В этом случае

$$\tilde{f}(x) = 1 - A(x) - [1 - \overline{A(x)}] = \overline{A(x)} - A(x),$$

откуда ясно, что распределение интенсивности получится тем же самым. Если объект состоит из прозрачных ($A = 1$) и непрозрачных ($A = 0$) участков, то первые будут иметь в изображении интенсивность $I \sim (1 - \overline{A})^2$, а вторые — $I \sim \overline{A}^2$. При $\overline{A} = \frac{1}{2}$ интенсивность тех и других одинакова, и будут видны только контуры границ между ними.

Впрочем, когда речь идёт о том, чтобы только увидеть объект, а не разглядеть его структуру (например, в ультрамикроскопии), достоинства метода затемнённого поля несомненны и общеизвестны.

В последнее время метод затемнённого поля для наблюдения немикроскопических объектов (свиль в стёклах, тепловые потоки и т. п.) был значительно усовершенствован С. М. Райским¹. В предложенном им способе источник представляет собой решётку или сетку S (рис. 15), через которую благодаря её значительной площади может быть пропущено большое количество света. Конденсор L_1 , позади которого находится наблюдаемый объект O , даёт в плоскости S' «первичное изображение», т. е. изображение сетки S . В обычной методике источником света служит щель или иной формы отверстие, а в S' ставится соответствующей формы блэнды, закрывающая изображение источника «край в край». Отсюда естественно вытекают высокие требования к качеству изображения источника, т. е. к оптической системе L_1 и — если

объектом является жидкость в сосуде, — то и к оптическим качествам этого сосуда. В способе Райского все эти условия отпадают, так как бленду заменяет негативное изображение сетки S , полученное экспонированием фотопластины, поставленной именно в плоскости S' . Все дефекты изображения сетки S , обусловленные плохим объективом L_1 и плохим сосудом в O , имеются и на негативе. При правильной установке негатива в плоскости S' интенсивность позади него выравнена, т. е. «первичное изображение» скомпенсировано. Следовательно, на плоскости F' , сопряжённой относительно объектива L_2 с объектом O , никакого изображения объекта не будет; сосуд со всеми его дефектами станет невидимым. Изображение дадут только интересующие нас добавочные неоднородности объекта (например, потоки или ультразвуковые волны в жидкости, наполняющей сосуд), которые вызовут

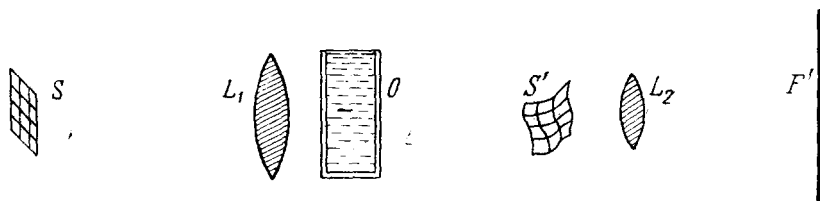


Рис. 15.

добавочные искажения «первичного изображения» в S' , отсутствующие на стоящем там негативе. Таким образом, хорошими оптическими качествами должен обладать только объектив L_2 . Из других преимуществ этого способа следует указать на сравнительную лёгкость юстировки и большую светосилу устройства. Разумеется, в отношении подобия изображения и структуры самого объекта, когда эта структура является фазовой, описанное видоизменение метода затемнённого поля не имеет преимуществ.

Другой возможный способ выявления фазовой модуляции в радио состоял, как мы видели, в срезании половины спектра, включая или исключая несущую. Аналогичный метод известен в оптике уже давно — это упомянутый выше «Schneidenverfahren» (способ срезания) Фуко (1859), осуществляемый либо, как у самого Фуко, а затем у Тёплера⁸, с помощью «ножа», либо, как это делается в практике микроскопии, посредством косого освещения объекта.

Тёплер разрабатывал свой метод полос для наблюдения «микроскопических» фазовых структур (свилы, потоки и т. п.). Схема его установки та же, что и на рис. 15, но источником света служит отверстие с прямолинейным краем, а в плоскости S' ставится «нож», у которого «лезвие» параллельно изображению

этого края. На рис. 16 изображена схема Тёплера с источником в виде горизонтальной щели. Если «нож» поставлен вплотную к изображению щели, но не закрывает его, то при наличии объекта O пройдет половина «первичного изображения», включая нулевой пучок. Дальнейшее продвижение «ножа» в сторону нулевого пучка поведёт к постепенному затемнению поля зрения, к срезанию половины спектров вместе с «несущей». При косом освещении объекта в микроскопе, т. е. при наклонном падении плоской волны на объект O (рис. 10), соответствующим образом передвинется вверх или вниз диффракционная картина на плоскости F . Если представить себе, что в этой плоскости помещена диафрагма, то при увеличении угла наклона освещающей волны нулевой спектр подойдёт к краю этой диафрагмы, а затем зайдёт за него, т. е. здесь осуществляется такое же изменение «первичного изображения», как и в методе Тёплера.

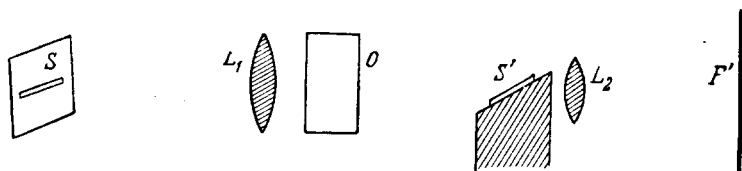


Рис. 16.

Как и в способе затемнённого поля (закрывание только нулевого пучка), в описанном методе «ножа Фуко», который часто называют также теневым методом, распределение интенсивности в изображении объекта сильно отличается от структуры последнего. При этом наблюдается своеобразное явление, замеченное ещё Тёплером: если нулевой пучок закрыт не полностью, то в наблюдаемом распределении освещённости получается асимметрия, создающая впечатление рельефа. Объект выглядит в изображении, как неровная поверхность при освещении сбоку. При полностью закрытом нулевом пучке этот эффект исчезает — симметричная структура даёт симметричное распределение интенсивности в изображении. Однако и в этом случае воспроизведение структуры не является подобным, а кроме того, как и в методе затемнённого поля благодаря закрыванию нулевого пучка получается большой проигрыш в количестве света.

В числе других чисто оптических методов выявления фазовых структур следует упомянуть ещё дефокусировку оптической системы, но на этом способе целесообразно остановиться позднее. Возможен, наконец, и действительно применяется в биологической микроскопии весьма прямой по идее, так сказать, лобовой

способ сделать прозрачные препараты видимыми — покрасить их. Но как раз в биологии это — далеко не наилучшее решение вопроса, так как химическая обработка большей частью убивает живые препараты или же меняет их структуру. От всех перечисленных недостатков свободен метод фазового контраста, к которому мы теперь и перейдём.

4. МЕТОД ФАЗОВОГО КОНТРАСТА

В числе возможных радиометодов выявления фазовой модуляции при квадратичном детектировании выше было указано на изменение фазы несущей на $\pm 90^\circ$. Метод фазового контраста, предложенный в 1934 г. голландским физиком Цернике⁹, представляет собой оптический аналог такого приёма. Он сводится к тому, что нулевой дифракционный пучок не устраняется из «первичного изображения», а лишь меняется на $\pm 90^\circ$ фаза этого пучка*). Рис. 7 поясняет, как при этом фазовая модуляция трансформируется в амплитудную, и это остаётся, конечно, в силе и для пространственной модуляции в оптике. Равным образом и формулы (9) и (9'), если в них заменить t на x , передают пространственное распределение интенсивности в изображении структуры.

Первоначально Цернике предложил метод фазового контраста в качестве замены «теневого метода» для проверки астрономических зеркал. В таком виде этот метод уже с 1938 г. применялся в Государственном оптическом институте, причём для испытания не только зеркал, но и объективов¹⁰. При приблизительно одинаковой чувствительности преимуществом фазового контраста по сравнению с методом «ножа Фуко» является то, что он даёт не «теневую» картину, а непосредственно показывает бугры и впадины на исследуемой поверхности, облегчая исправления при полировке. Впрочем, как убедительно показал Д. Д. Максutow¹¹, возможности «теневого метода» чрезвычайно разнообразны (не только контроль сферичности, но и измерение радиусов кривизны, абераций, астигматизма, кривизны поля, качества плоских и асферических поверхностей, исследование неоднородностей и свилей стекла и т. д.). Не исключено, что метод фазового контраста, о котором в цитированной работе Д. Д. Максutowа не упоминается, обладает преимуществами и в некоторых других из перечисленных применений «теневого метода». Идею о распространении фазового контраста на все случаи наблюдения фазовых «макро»объектов уже вскоре после появления первых сообщений Цернике высказывал Л. М. Мандельштам. Лишь много позднее

*) Акад. С. И. Вавилов сообщил автору, что аналогичные идеи были высказаны ещё в 1932 г. Д. С. Рождественским. К сожалению, эти соображения не были опубликованы.

и в сильно ограниченном виде, однако со вполне положительным результатом, некоторые опыты такого рода были проделаны в ФИАН¹².

В 1935 г. Цернике описал метод фазового контраста уже в применении к микроскопическому наблюдению рефракционных объектов¹³. Через несколько лет были выпущены специально оборудованные микроскопы¹⁴, которые в настоящее время производятся и отечественной оптической промышленностью.

Каким же путём достигается изменение фазы одного только нулевого дифракционного пучка на $\pm 90^\circ$? В случае периодической структуры наблюдаемого объекта, дающей в главной фокальной плоскости объектива неперекрывающиеся дискретные спектры, эта задача решается совсем просто. В этой плоскости ставится плоскопараллельная стеклянная пластинка, имеющая утолщение или, наоборот, утоньшение в месте

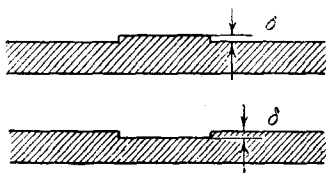


Рис. 17.

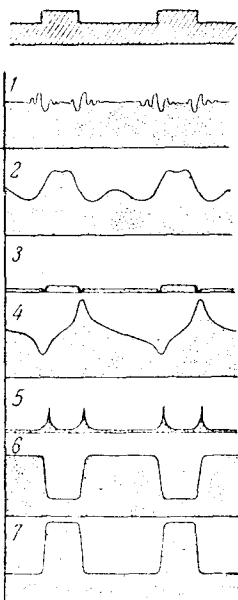


Рис. 18.

зан в верхней части рис. 18 (фаза прошедшей волны модулирована на 30°), при различных способах наблюдения и освещения. Эти графики позволяют судить о теоретически ожидаемых преиму-

прохождения нулевого спектра (рис. 17). Ширина выступа или углубления на этой фазовой пластинке должна быть такова, чтобы на нём целиком умещался нулевой спектр, а ближайшие ± 1 -е порядки проходили уже мимо него. Тогда нулевой пучок получает запоздание или опережение по фазе на

$$|\Delta\varphi| = \frac{2\pi(n-1)\delta}{\lambda}, \quad (14)$$

где n — показатель преломления стекла, а δ — разница толщин (рис. 17). Требуя

$|\Delta\varphi| = \frac{\pi}{2}$ и принимая $n \approx 1,5$, получаем:

$$\delta = \frac{\lambda}{4(n-1)} \approx \frac{\lambda}{2}.$$

По вопросам технологии изготовления таких пластинок см., например,¹⁰ и указанную там литературу.

Цернике¹³ рассчитал по Аббе распределение интенсивности в изображении рефракционной решётки, профиль которой показан

ществах метода. Графики 1 и 2 относятся к случаю центрального освещения при наличии дефокусировки: в 1 изображение рассматривается на плоскости, несколько выдвинутой вперёд (к объективу) от плоскости F' ; во 2 — отодвинутой назад, причём смещение в 8 раз больше, чем в случае 1. Распределение интенсивности отходит от равномерного, но ни о каком его подобии структуре объекта в обоих случаях говорить не приходится. Заметим, что способ дефокусировки не имеет аналога в случае приёма фазовой модуляции в радио, и это опять-таки связано с многомерностью волновой (пространственной) задачи в отличие от «одномерного» колебания во времени. Структура модулирует волну по координате x , в то время как дефокусировка производится по оптической оси системы — координате y , для которой в случае колебаний во времени нет никакого эквивалента. Правда, окончательный результат можно воспроизвести и в радио, но очень искусственным путём — внесением специально подобранных фазовых сдвигов в каждую компоненту спектра модулированного колебания.

График 3 относится попрежнему к центральному освещению, но при закрытом нулевом пучке (затемнённое поле). Наряду с общей большой потерей света можно заметить наличие тёмных каёмок на границах «толстых» и «тонких» участков. Графики 4 и 5 соответствуют косому освещению (метод полос); 4 относится к случаю, когда нулевой пучок ещё проходит, что даёт эффект рельефа; 5 получается при срезании нулевого пучка, эффект рельефа не наблюдается, но количество света резко падает. В обоих случаях подобия изображения и структуры нет. Наконец, графики 6 и 7 иллюстрируют метод фазового контраста: 6 — так называемого положительного контраста (нулевой пучок получает опережение по фазе на 90°), 7 — отрицательного (запаздание нулевого пучка на 90°). В обоих случаях получается контрастное и подобное изображение при сохранении полного светового потока.

Однако на практике приходится отказываться от сохранения полного количества света, что обусловлено двумя обстоятельствами. Первое связано с видом дифракционных спектров. В главной фокальной плоскости объектива микроскопа получается изображение апертурной диафрагмы конденсора. При наличии объекта, например решётки, спектры, представляющие собой смещённые изображения этой диафрагмы, налагаются друг на друга и тем сильнее, чем больше период структуры (рис. 19). В ещё большей степени сказанное относится к непериодическим структурам. Если диафрагма представляет собой круглое отверстие, чему и соответствует рис. 19, то площадь перекрытия дифрагированных кружков с нулевым велика, т. е. действие фазовой пластинки в сильной степени затронет не только нулевой пучок, но и ближайшие к нему боковые. Это значительно снижает контрастность изображения. Более выгодные условия получаются

при применении кольцевой апертурной диафрагмы (и, соответственно, кольцевой фазовой пластинки), так как при том же расстоянии r между центрами площадь перекрытия S существенно меньше (рис. 20). Улучшение контраста настолько значительно, что заставляет примириться с уменьшением общего количества света.

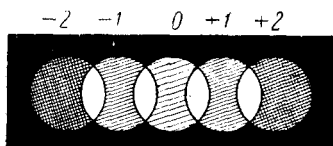


Рис. 19.

Второе обстоятельство, ведущее к дальнейшей потере света, связано опять-таки с выигрышем в контрастности. Кольцо на фазовой пластинке делается слегка поглощающим. Благодаря этому уменьшается модулируемый вектор при сохранении практически неизменной величины модулирующего вектора, т. е. глубина амплитудной модуляции (контраст) ещё более увеличивается.

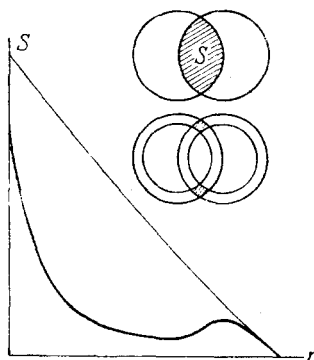
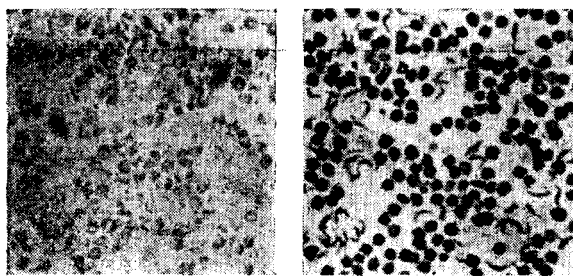


Рис. 20.

Рис. 21—25 иллюстрируют применение метода фазового контраста на некоторых препаратах. Фазовый контраст позволяет выявить меньшие разности показателя преломления, чем метод затемнённого поля или дефокусировки (см. рис. 24). Он может поэтому дать более высокую точность при измерении показателя преломления микрообъектов по известному способу погружения их в



а

б

Рис. 21. Живые трипанозомы в крови мыши. а—светлое поле, б—положительный фазовый контраст ($\times 200$).

среду (раствор), показатель преломления которой меняется (изменением концентрации раствора или температуры) до исчезновения

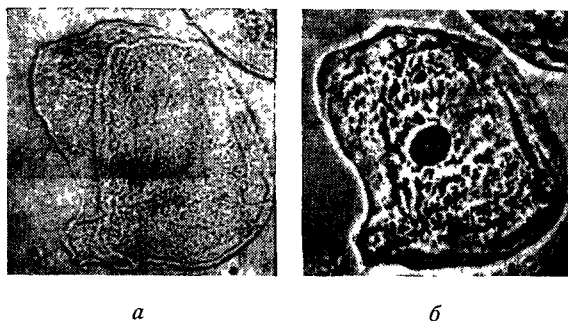


Рис. 22. Клетка эпителия слизистой оболочки щеки. *а* — светлое поле, *б* — положительный фазовый контраст ($\times 500$).

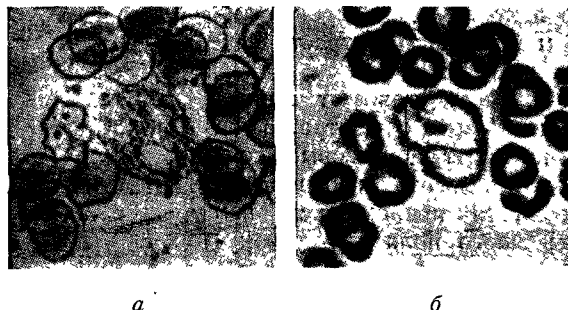


Рис. 23. Эритроциты и лейкоцит (в середине) в свежей крови. *а* — светлое поле, *б* — положительный фазовый контраст ($\times 1000$).

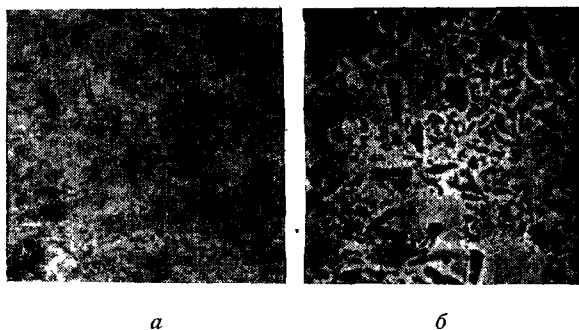


Рис. 24. Стекланный порошок в жидкости. *а* — светлое поле, *б* — отрицательный фазовый контраст ($\times 80$).

изображения погружённых частиц. Не лишено интереса исследование возможности применения фазового контраста в металлографических микроскопах*). Наконец, в принципе этот метод может быть распространён и на электронную микроскопию¹⁶.

Осуществление соответствующего устройства позволило бы получать контрастные электронно-микроскопические изображения фазовых (электронно-прозрачных и слабо рассеивающих) объектов и, возможно, в ряде случаев заменило бы метод напыления металла на препарат. Однако здесь возникают трудности, связанные с чрезвычайно малой длиной де-Бройлевской волны. При энергии электронов в 100 кэВ она составляет около 0,04 Å. Если характерные размеры (или период) рассматриваемой структуры порядка 20 Å, то угол дифракции ≈ 1 -х спектров будет 0,002 радиана. При главном фокусном расстоянии объектива в 3—5 мм это даёт расстояние между спектрами в $6—10 \cdot 10^{-3}$ мм, т. е. пятно (утолщение) на «фазовой пластинке» должно быть в диаметре не больше указанной величины. Что касается толщины фазового пятна, то её можно оценить следующим образом. Показатель преломления электронных волн равен

$$n = \sqrt{1 + \frac{V_1}{V}} \approx 1 + \frac{V_1}{2V},$$

где V — энергия электронов в пучке (например, 100 кэВ), а V_1 —



Рис. 25. Хромозомы в ядре клетки. а — светлое поле, б — положительный фазовый контраст.

*) О различных применениях метода фазового контраста см. 1, 14, 15.

внутренний потенциал тела — величина порядка нескольких вольт (например, 12 эв в углероде). Таким образом, $n - 1 \approx 10^{-4}$, и формула (14), если положить $|\Delta\varphi| = \frac{\pi}{2}$, даёт $\delta \approx \frac{\lambda}{4} \cdot 10^4$, т. е. значение порядка 100 Å. Эти цифры показывают, что с технической стороны перенос метода фазового контраста в область электронной микроскопии является не простой задачей.

В заключение стоит, быть может, отметить следующее. Радиотехники разрабатывали фазовую модуляцию и методы её приёма, не подозревая ни о каких фазовых контрастах в оптике. Равным образом и все оптики, писавшие о методе фазового контраста, ни словом не обмолвились о фазовой модуляции в радио. Учение о колебаниях преодолевает перегородки, существующие в силу исторически сложившейся и перешедшей в традицию обособленности разных «отделов» физики, и вскрывает общность закономерностей в явлениях, в которых по внешней видимости имеются, казалось бы, одни только различия. Эту характерную и в высшей степени ценную черту теории колебаний неоднократно использовал, широко развил и всегда подчёркивал в своих выступлениях один из основателей современного учения о колебаниях, акад. Л. И. Мандельштам. И цель, к которой стремился автор этой статьи, состоит не только в том, чтобы дать представление о методе фазового контраста и его преимуществах, но и в том, чтобы на этом конкретном примере проиллюстрировать указанную черту теории колебаний.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Э. В. Шпольский, Новые методы в микроскопии, УФН **32**, 376 (1947).
2. Rayleigh, К теории оптического изображения, специально в применении к микроскопу, Sci. Pap., т. IV, 235 (1896).
3. E. Abbe, Gesam. Abh., т. I (Иена, 1904).
4. См., например, С. М. Рытов, Дифракция света на ультразвуковых волнах, § 6. Изв. АН СССР (сер. физ.), № 2, 223 (1937).
5. L. Foucault, Mém. sur la construction des télescopes en verre argenté, Ann. de l'observ. imp. de Paris, т. V, стр. 203.
6. С. М. Рытов и И. Л. Фабелинский, ЖЭТФ **20**, 340 (1950).
7. С. М. Райский, ЖЭТФ **20**, 378 (1950).
8. A. Toepler, Pogg. Ann. **131**, 33 (1867).
9. F. Zernike, Monthly Not. of the Roy. Astr. Soc. **94**, 377 (1934); Physica **1**, 689 (1934). См. также C. R. Burch, Monthly Not. **94**, 384 (1934) и **95**, 548 (1935).
10. Ю. В. Колосийцев, Оптико-механ. промышленность, №№ 8 и 9 (1938).
11. Д. Д. Максutow, Оптико-механ. промышленность, № 5, 3 (1941).

12. С. М. Рытов и М. Е. Жаботинский, Journ. of Phys. (СССР) **11**, 92 (1947).
 13. F. Zernike, Phys. Zeits. **36**, 848 (1935); Zeits. f. techn. Phys. **16**, 454 (1935).
 14. A. Koehler u. W. Loos, Naturwiss., № 4, 49 (1941).
 15. J. Picht, Zeits. f. Instr-nde **56**, 363 и 481 (1934) и **58**, 1 (1938); K. Michel, Naturwiss., № 4, 61 (1938); W. Loos, W. Klemm u. Smekal, Naturwiss., № 50.51, 769 (1941); B. O. Payne, J. Sci. Instr. **24**, 163 (1947); M. Françon, Mikroskopie **1**, 117 (1949); F. J. Keuning, Mikroskopie **5**, 49 (1950); H. Wolter, Ann. d. Physik **7**, 33 (1950).
 16. D. Garbor, The electron microscope (Нью-Йорк, 1948), стр. 54.
-