1948 г. Март Т. XXXIV, вып. 3

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

О ДЕМОДУЛЯЦИОННОМ АНАЛИЗЕ СВЕТА

Г. С. Горелик

1. ВВЕДЕНИЕ

В акустике и в радиофизике легко наблюдать на опыте, что при суперпозиции двух гармонических колебаний с близкими частотами получаются биения. Говоря иначе — там, где резонансное устройство большой селективности обнаруживает две гармонические компоненты, быстро реагирующий, т. е. малоселективный, приёмник покажет наличие периодических пульсаций интенсивности.

Можно ли аналогичным образом наблюдать биения в свете в тех случаях, когда спектральный аппарат достаточно большой разрешающей силы обнаружил бы наличие дублета? Или, если взять более общий случай, удастся ли обнаружить в свете ту модуляцию интенсивности, которой (вместе с возможной модуляцией фазы) сопряжена, по теореме Фурье, тонкая структура спектральной линии?

До последнего времени постановка таких опытов считалась в оптике безнадёжной. Овладение радиотехникой микроволнового диапазона заставляет пересмотреть эту точку зрения.

В видимом свете можно получить дублеты, или мультиплеты, состоящие из узких линий, ширины порядка 10^8 — 10^9 герц, отстоящих друг от друга на расстояния порядка 10^9 — 10^{10} герц *).

В таких дублетах, или мультиплетах, частота биений (модуляции интенсивности) — порядка тех частот, на которые реагирует микроволновая радиоприёмная аппаратура. В волновых числах 10^{10} герц соответствует 0,3 $см^{-1}$, т. е. длине волны около 3 *см*. Поэтому если посредством нелинейного малоинерционного преобразователя света, а именно, фотоэлемента целесообразной конструкции (в фотоэлементе ток пропорционален квадрату амплитуды электрического поля) превратить биения в колебания фототока разностной частоты (т. е. частоты, равной разности частот оптических линий или частоте

*) Ширина линий порядка 10^8 герц, что составляет в волновых числах приблизительно $3 \cdot 10^{-3}$ $см^{-1}$, может быть получена лишь в атомных пучках (см., например, [1]).

биений), эти колебания смогут быть выделены, усилены и исследованы с помощью подходящего микроволнового радиоприёмного устройства. На это недавно обратил внимание автор этого обзора[2] и, независимо от него и немного позднее, Форрестер, Паркинс и Герджой[3]. Принципиальная схема установки для осуществления такого рода опытов показана на рис. 1.

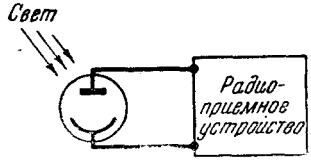

Рис. 1.

Вместе с монохроматором, выделяющим интересующий нас мультиплет, устройство рис. 1 есть полный оптический аналог радиоприёмника. Монохроматор играет роль резонансного контура, устройство рис. 1 — роль демодулятора. Можно сказать, пользуясь радиофизическим языком, что это — устройство для демодуляции света.

Для опытов, о которых здесь идёт речь, в принципе безразлично, имеем ли мы дело с близкими линиями одного источника или двух независимых источников.

2. БИЕНИЯ И НЕКОГЕРЕНТНОСТЬ

Затронутый здесь круг вопросов давно выяснен с принципиальной стороны. Его неоднократно разъяснял, в частности, Л. И. Мандельштам (см., например,[4]). Тем не менее он продолжает, как показывает опыт, оставаться источником недоразумений. Одним из них является возражение против сказанного в § 1, сводящееся к следующему:

«Теорема, согласно которой при сложении двух колебаний с близкими частотами f_1, f_2 получаются биения частоты $|f_1 - f_2|$, имеет в оптике отношение только к случаю когерентных колебаний. Такие колебания можно получить путём разложения одного первоначального пучка света на два и изменения частоты одного из них, например, посредством отражения от движущегося зеркала. В случаях же, указанных выше, колебания некогерентны. В этих случаях складываются интенсивности колебаний, и, следовательно, не будет биений».

Разбор этого возвражения мы начнём немного издалека*).

Ни в оптике, ни в акустике, ни в радиофизике мы никогда не имеем дела со строго синусоидальными колебаниями, т. е. с колебаниями вида $A\cos(\omega t - \varphi)$, где A, ω, φ — постоянные. Свет, воспринимаемый спектральным прибором как узкая линия, представляет собой модулированное колебание вида**)

$$E = A(t)\cos[\omega t - \varphi(t)], \tag{1}$$

*) Нет необходимости подробно останавливаться на другом встречающемся возражении: «биения противоречат существованию фотонов». С таким же успехом можно отрицать возможность интерференции света.

**) Для простоты подразумевается, что свет — линейно поляризованный.

где амплитуда и фаза $A(t)$, $\varphi(t)$ — случайные (беспорядочно изменяющиеся) функции, флуктуирующие медленно по сравнению с изменением функции $\cos\omega t$. Некоторое представление о таком хаотически модулированном колебании даёт рис. 2, *а*. Из теоремы Фурье следует, что ширина линии Δf — порядка $1/T$, где T — среднее время, отделяющее два ближайших статистически независимых значения $A(t)$ или $\varphi(t)$, ($f=\omega/2\pi$). Такой же, примерно, вид имеет осциллограмма колебаний, происходящих в слабозатухающем колебательном контуре под действием анодного тока электронной лампы, работающей в режиме насыщения (рис. 3); этот ток, вследствие независимости вылета электронов, представляет собой чередование случайных толчков (дробовой эффект)*). В этом случае f — собственная частота контура, $T=1/\delta$, где δ — его коэффициент затухания. Амплитуда колебания, возникающего в контуре под действием отдельного толчка, убывает как $e^{-\delta t}$. «Среднее время флуктуации» T является, наряду с «периодом» $\tau=1/f$**), существенной характеристикой колебательного процесса. В оптике $\tau\sim10^{-15}-10^{-14}$ сек., T может быть для узких линий порядка 10^{-9} — 10^{-8} сек., что совпадает по порядку величин с периодами колебаний радиодиапазона.

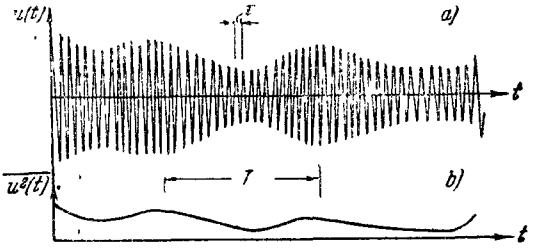

Рис. 2

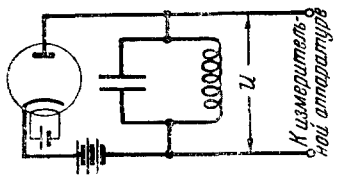

Рис. 3.

Радиофизика располагает (если говорить несколько схематически) тремя способами исследования модулированных колебаний, в частности хаотически модулированного напряжения u на контуре рис. 3:

а) Безинерционный способ, позволяющий следить за мгновенными значениями u; этот способ основан на применении электронного осциллографа и позволяет видеть отдельные колебания (время, нужное для отклонения электронного пучка, мало по сравнению с τ);

*) Медленная флуктуационная модуляция амплитуды и, главным образом фазы имеет место также при автоколебаниях (при генерации «незатухающих колебаний» в контуре с обратной связью). Теория этого явления и оценка связанной с ним ширины линии лампового генератора были даны Берштейном[5].

**) «Период» в кавычках потому, что колебание (1)—не периодическое.

b) Малоинерционный способ, при котором измерительный прибор реагирует на $\overline{F(u)}$, где F — некоторая функция, а черта означает среднее значение за некоторое время, большое по сравнению с τ, но малое по сравнению с временем, за которое заметно изменяются амплитуда или фаза; этот способ осуществляется, например, в схеме рис. 4 при $RC \ll T$. Здесь осциллограф показывает, при квадратичной характеристике лампы, $\overline{u^2}$ (рис. 2b);

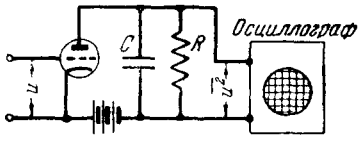

Рис. 4.

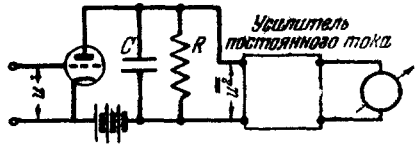

Рис. 5.

c) Инерционный способ, при котором измеряется, например, величина $\overline{\overline{F(u)}}$, где двойная черта означает среднее значение за время, большое по сравнению со средним временем флуктуации; этот способ осуществляется, например, в схеме рис. 5 при $RC \gg T$. Стрелка прибора при этом стоит почти неподвижно, она показывает, при квадратичной характеристике лампы, значение $\overline{\overline{u^2}}$.

Оптика в этом отношении находится в гораздо худшем положении: все обычные способы фотометрирования (с помощью глаза, фотопластинки, фотоэлемента, соединённого с гальванометром) дают только $\overline{\overline{E^2}}$, т. е. среднее за время, очень большое по сравнению с оптическим T, и поэтому сглаживает флуктуации интенсивности. Это подчёркивал ещё Рэлей[6]. Безинерционное наблюдение в оптике принципиально неосуществимо, ибо согласно квантовой механике невозможно измерить E за время, малое по сравнению с оптическим τ. Но как обстоит дело в оптике с возможностью малоинерционного наблюдения?

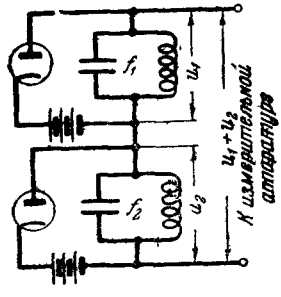

Рис. 6.

Если отвлечься от дробового эффекта *), мгновенное значение фототока пропорционально среднему значению E^2 за некоторое время, характеризующее фотоэффект. Опыты Лоуренса и Бимса[7] показали, что это время — меньше, чем $3 \cdot 10^{-9}$ сек., и нет, повидимому, оснований ожидать, что оно превышает, скажем, 10^{-10} сек. или даже ещё меньшую величину. Таким образом, можно ожидать, что фототок в случае тонкой оптической линии ($T \sim 10^{-8}$ —

*) Дробовой эффект в фотоэлементе будет играть существенную роль при демодуляционном анализе света малой интенсивности.

10^{-9} сек.) пропорционален не $\overline{\overline{E}}^2$, а $\overline{E^2}$ и, следовательно, воспроизводит флуктуации интенсивности света. Именно при этом предположении, — которое ещё подлежит, разумеется, опытной проверке, — отпадает возражение, основанное на некогерентности.

Для того чтобы это было яснее, обратимся сначала к радиофизической аналогии. Пусть имеются два независимых контура, возбуждаемых дробовым эффектом (рис. 6), с близкими, но не равными собственными частотами f_1, f_2 и одинаковым коэффициентом затухания $\delta \ll |f_1 - f_2|$. Что даст исследование суммы напряжений $u_1 + u_2$ на контурах каждым из трёх указанных выше способов?

Как u_1, так и u_2 имеют характер, иллюстрируемый рис. 2,*а*, но флуктуации амплитуды и фазы у них совершенно независимы; это ил-

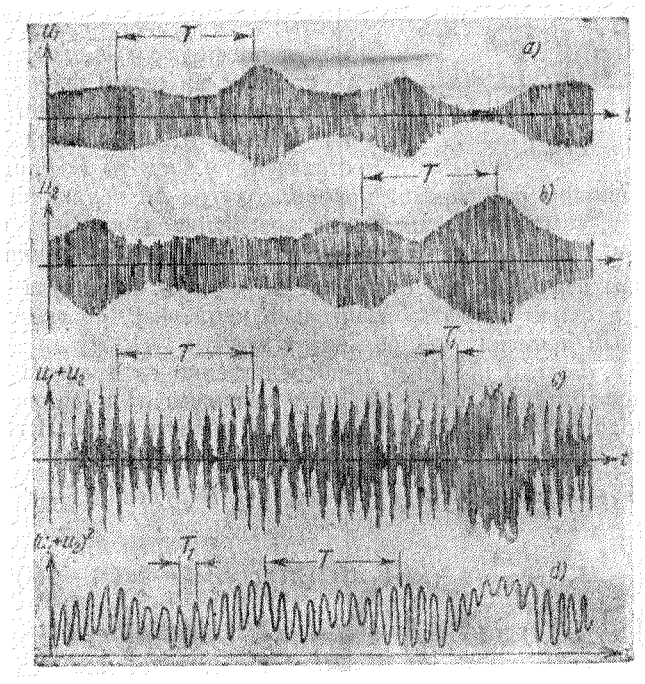

Рис. 7.

люстрирует рис. 7, *а* и *b*. Осциллограф, на который подаётся непосредственно суммарное напряжение $u_1 + u_2$, даст кривую типа, показанного на рис. 7, *с*. Она представляет собой колебание с двойной модуляцией: упорядоченной модуляцией, при которой «амплитуда» меняется с периодом T_1, причём $1/T_1 = |f_1 - f_2|$ (т. е. биения), и накладывающейся на неё беспорядочной (флуктуационной) модуляцией амплитуды

и фазы, характеризуемой тем же временем T, что и каждое из колебаний u_1, u_2. Кривую рис. 7, *c* легко получить, применяя обычное построение биений за промежутки времени, малые по сравнению с T, в течение которых амплитуды и фазы составляющих колебаний не успевают заметно измениться.

Осциллограмма величины $\overline{u^2}$, которую мы получим, подав u_1+u_2 на входные клеммы устройства рис. 4, показана на рис. 7, *d*. Здесь амплитуда и фаза суммарного колебания заметно меняются уже за время T_1, и поэтому для малоинерционного наблюдения схема должна быть отрегулирована так, чтобы было $RC \ll T_1$. Осциллограмма представляет собой сумму беспорядочно флуктуирующей величины и колебания разностной частоты $F=|f_1-f_2|$, беспорядочно модулированного по амплитуде и фазе, со средним временем флуктуации T. С помощью контура, настроенного на частоту F, можно выделить составляющую частоты F (рис. 8). При этом, если ширина резонансной кривой контура ΔF велика по сравнению с Δf, т. е. время установления колебаний в контуре мало по сравнению с $T=1/\Delta f$, он будет воспроизводить флуктуации амплитуды и фазы величины $\overline{u^2}$, если же $\Delta F \ll \Delta f$, амплитуда и фаза в нём будут флуктуировать значительно медленнее, со средним временем, равным времени установления в контуре.

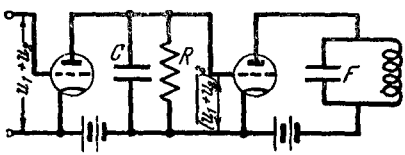

Рис. 8.

График 7, *d* легко получить непосредственно из графика 7, *c*, построив предварительно осциллограмму величины u^2 и проведя затем линию, проходящую на половине высоты каждого пика. Легко также исследовать задачу аналитически. Имеем

$$u=u_1+u_2=A(t)\cos[\omega_1 t-\varphi(t)]+B(t)\cos[\omega_2 t-\psi(t)],$$

откуда

$$u^2=\frac{1}{2}A^2(t)+\frac{1}{2}B^2(t)+A(t)B(t)\cos\{\Omega t-[\varphi(t)-\psi(t)]\}+$$
$$+\frac{1}{2}A^2(t)\cos 2[\omega_1 t-\varphi]+\frac{1}{2}B^2(t)\cos 2[\omega_2 t-\psi]+$$
$$+A(t)B(t)\cos\{(\omega_1+\omega_2)t-[\varphi+\psi]\}. \quad (2)$$

Здесь

$$\omega_1=2\pi f_1,\quad \omega_2=2\pi f_2,\quad \Omega=2\pi F,\quad F=f_1-f_2.$$

При усреднении за время, малое по сравнению с T_1, но охватывающее большое число «периодов» τ, пропадут все члены, записанные во второй и третьей строках, и мы получим

$$\overline{u^2}=\frac{1}{2}A^2(t)+\frac{1}{2}B^2(t)+A(t)B(t)\cos\{\Omega t-[\varphi(t)-\psi(t)]\}. \quad (3)$$

Первые два члена представляют собой беспорядочно флуктуирующую величину, третий — колебание «частоты» F с флуктуирующими амплитудой $A(t)B(t)$ и фазой $\varphi(t)-\psi(t)$.

Наконец, при инерционном способе исследования (т. е. если мы подадим u_1+u_2 на входные клеммы устройства рис. 5, где $RC \gg T$) мы получим просто сумму интенсивностей обоих колебаний. Действительно, в силу статистической независимости A, B, $\varphi-\psi$ имеем

$$\overline{\overline{AB\cos\{\Omega t-[\varphi-\psi]\}}}=\overline{\overline{AB}}\cdot\overline{\overline{\cos\{\Omega t-[\varphi-\psi]\}}}=0,$$

так как косинус одинаково часто принимает положительные и отрицательные значения, и его среднее значение есть поэтому нуль. Следовательно,

$$\overline{\overline{u^2}}=\frac{1}{2}\overline{\overline{A^2}}+\frac{1}{2}\overline{\overline{B^2}}=\overline{\overline{u_1^2}}+\overline{\overline{u_2^2}}.$$

Колебания, соответствующие двум линиям оптического дублета, аналогичны, с точностью до временного масштаба, нашим двум колебаниям u_1, u_2. Мы можем написать для них

$$E_1=A(t)\cos[\omega_1 t-\varphi(t)],\qquad E_2=B(t)\cos[\omega_2 t-\psi(t)]$$

и повторить относительно независимости флуктуаций величин A, B, φ, ψ сказанное выше для радиофизического случая. Остаётся применить принцип суперпозиции, согласно которому получается результирующее поле

$$E=E_1+E_2, \tag{4}$$

и исследовать, как действует такое колебание на измерительную аппаратуру, совершенно так же, как это делалось для радиофизического случая.

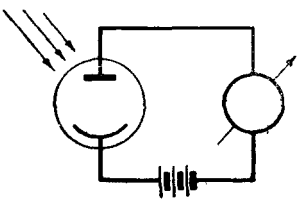

Рис. 9.

Пусть после фотоэлемента включён гальванометр (рис. 9). Он усредняет фототок за время, по крайней мере, десятых долей секунды, что в 10^8 — 10^9 раз превышает T. Поэтому стрелка будет стоять практически неподвижно и показывать

$$\overline{E^2}=\overline{E_1^2}+\overline{E_2^2}.$$

Но если мгновенное значение тока в фотоэлементе пропорционально среднему значению $\overline{E^2}$ за время, малое по сравнению с T_1, причём $T_1 \ll T$, сам фототок меняется так же, как $\overline{u^2}$ на рис. 7 *). Если частота пульсаций $F=|f_1-f_2|$ порядка 10^9-10^{10}, затруднительно при современном уровне экспериментальной техники их осциллогра-

*) Здесь предполагается, что размеры источника света и фотокатода достаточно малы для того, чтобы на всём протяжении последнего $\overline{E^2}$ имело практически одинаковое значение. Соответствующая оценка дана в заметке [2].

фировать, но их можно выделить резонатором, настроенным на эту частоту и измерять амплитуду колебаний в резонаторе. Эквивалентная схема показана на рис. 10. В действительности, конечно, на тех частотах, о которых идёт речь, должен применяться объёмный резонатор. Один из возможных вариантов показан на рис. 11.

Нетрудно видеть, что если в случае некогерентных колебаний $T \ll T_1$, нельзя будет обнаружить никаких следов биений. Действительно, в этом случае член Ωt под знаком cos в формуле (3) не играет роли по сравнению с более быстро меняющейся случайной величиной $\varphi(t) - \psi(t)$. Таким образом, разностная частота F может быть выделена, только если она превосходит ширину линии Δf. Это возможно только при F порядка $10^9 - 10^{10}$ герц или больше. Вот почему до появления микроволновой аппаратуры опыты, о которых здесь идёт речь, были невозможны.

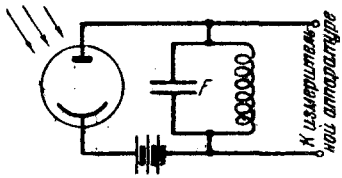

Рис. 10.

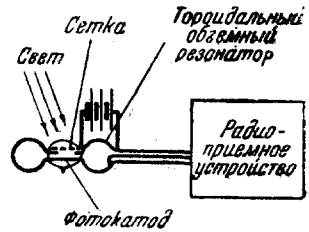

Рис. 11.

Можно охарактеризовать положение следующим образом.

1. Некогерентность не может испортить биения, период которых мал по сравнению со средним временем флуктуации.

2. В оптике до сих пор применяются два типа аппаратуры: a) приборы с большой спектральной разрешающей силой и большой инерционностью (большим временем установления): второе есть принципиальное неизбежное следствие первого *); b) приборы с малой спектральной разрешающей силой и также с большой инерционностью (например, сочетание фотоэлемента с гальванометром). Однако малая спектральная разрешающая сила совместима с малой инерционностью. Благодаря этому ещё недостаточно использованному в оптике обстоятельству существует в принципе возможность наблюдения и для света величины $\overline{E}^2$, а не $\overline{\overline{E}}^2$, как обычно, что и может позволить обнаружить биения.

---

*) Например, в m-ом главном максимуме решётки колебание от каждой щели появляется на $m\tau$ сек. позднее, чем колебание от предыдущей; поэтому установление колебания длится $Nm\tau = R\tau$ сек., где N — число штрихов, R — разрешающая сила. Если бы фотоэлемент реагировал только на одну из частот дублета, т. е. обладал бы большой разрешающей силой, наблюдение пульсаций с его помощью было бы невозможно.

3. РАЗРЕШАЮЩАЯ СИЛА ПРИ ДЕМОДУЛЯЦИОННОМ АНАЛИЗЕ

То преобразование света в колебание радиочастоты, о котором здесь говорится, аналогично демодуляции в радиоприёмнике — преобразованию колебания радиочастоты, модулированного звуковой частотой, в колебание звуковой частоты. (Демодуляция в радиоприёмнике осуществляется, как известно, например, с помощью устройства, изображённого на рис. 4, с заменой осциллографа усилителем звуковой частоты и громкоговорителем, при RC, малом по сравнению с периодом модуляции.) Мы можем говорить поэтому о демодуляции света и называть анализ света с помощью аппаратуры, реагирующей на $\overline{E^2}$, демодуляционным анализом. Демодуляционный анализ позволит перенести в область радиочастот исследование процессов, проявляющихся при обычном спектральном ана-

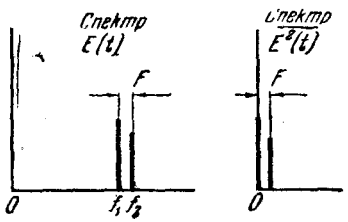

Рис. 12.

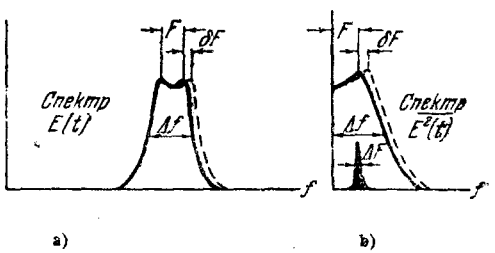

Рис. 13.

лизе через ширину и тонкую структуру линий. При этом, как мы покажем, применение демодуляционного анализа в принципе может быть эквивалентно повышению разрешающей силы оптического спектрального прибора на много порядков величин по сравнению с существующими рекордами. Выигрыш в разрешающей силе (селективности), возможный в результате демодуляции, хорошо известен и широко применяется в радиофизике.

Рассмотрим сначала простейший (идеальный) случай:

$$E = A_1 \cos(\omega_1 t - \varphi_1) + A_2 \cos(\omega_2 t - \varphi_2), \tag{5}$$

где A_1, A_2, ω_1, ω_2, φ_1, φ_2 — постоянные. На основании (3) имеем

$$\overline{E^2} = \frac{A^2 + B^2}{2} + AB \cos\{(\omega_1 - \omega_2)t - (\varphi_1 - \varphi_2)\}.$$

На рис. 12 показаны спектры функций $E(t)$ и $\overline{E^2(t)}$. Последний состоит из линий частоты 0 и линий частоты $F = |\omega_1 - \omega_2|/2\pi$.

Перейдём к реальному случаю колебания вида (4), спектр которого является сплошным и имеет, например, вид, показанный на рис. 13. Математическая теория преобразования сплошного спектра при квадратичной демодуляции содержится в работах Берштейна[8] и Бунимовича[9]. Здесь достаточно будет ограничиться грубыми оценками. Подобно тому, как при возведении в квадрат выражения (5) появляется колеба-

ние разностной частоты $|\omega_1 - \omega_2|/2\pi$, при возведении в квадрат разложения Фурье

$$E = \int A(\omega) \cos[\omega t - \varphi(\omega)]\, d\omega$$

появятся колебания вида

$$A(\omega_m) A(\omega_n) \cos\{(\omega_m - \omega_n) t - [\varphi(\omega_m) - \varphi(\omega_n)]\},$$

где ω_m, ω_n — любые два значения ω. В результате образуется новый сплошной спектр, охватывающий область частот от 0 до частот порядка Δf, где Δf — ширина исходного сплошного спектра. Если он двугорбый (как на рис. 13, *а*), то $A(\omega_m) A(\omega_n)$ будет иметь максимум при ω_m, ω_n, близких соответственно к значениям ω в горбах, и, следовательно, спектр демодулированного колебания будет иметь максимум около частоты, равной расстоянию F между горбами (рис. 13,*b*).

Для того чтобы распознать двугорбость (расщепление) линии, необходим оптический аппарат с разрешающей силой

$$R > \frac{f}{F}.$$

Для того чтобы отчётливо выявить эту двугорбость посредством анализа демодулированного колебания, нужен резонатор, собственная частота которого может меняться около F, и ширина резонансной кривой которого ΔF мала по сравнению с F, скажем, равна $0{,}1F$. Уже очень плохой контур с добротностью

$$Q = \frac{F}{\Delta F} = 10$$

эквивалентен таким образом, при $F = 10^9$ герц и $f = 10^{15}$ герц, очень хорошему спектральному прибору с $R = 10^6$.

Поставим вопрос иначе. Для того чтобы обнаружить непосредственно изменение δF расщепления F (рис. 13) необходим оптический спектральный прибор с разрешающей силой

$$R > \frac{f}{\delta F}.$$

Для того чтобы обнаружить это же изменение после демодуляции, достаточен резонатор с резонансной кривой, более узкой, чем δF, т. е с добротностью

$$Q > \frac{F}{\delta F}.$$

Таким образом, при $F = 10^9$ герц и $f = 10^{15}$ герц объёмный резонатор с $Q = 10^4$ (что легко достижимо) эквивалентен оптическому спектральному прибору с

$$R = \frac{f}{F} Q = 10^{10},$$

что в тысячи раз превышает разрешающую силу лучших существующих оптических спектральных приборов.

Мы не говорим здесь о значительных трудностях, связанных, например, с малой интенсивностью тонких линий и т. д. Но приведённый подсчёт показывает, что в принципе существует возможность более детального изучения структуры линий, чем это доступно в настоящее время.

Разумеется, демодулированное колебание можно исследовать не только путём спектрального разложения резонатором. В принципе возможно осциллографическое изучение напряжения, получающегося в результате демодуляции. Тогда статистика процессов, обусловливающих ширину линий, проявится как статистика флуктуаций демодулированного напряжения. Исследование этих флуктуаций может вестись аналогично исследованию флуктуаций, возникающих в самих электрических контурах по методу, применявшемуся Е. Я. Пумпером[9].

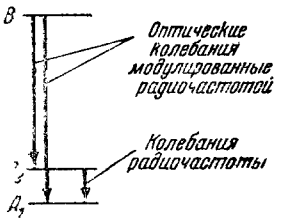

Рис. 14.

Несколько слов о связи между демодуляционным анализом и радиоспектроскопией (см., например, обзор В. Л. Гинзбурга[11]). Последняя основана на существовании у излучающих атомов близких энергетических термов (A_1, A_2 рис. 14), таких, что разность энергий, делённая на планковскую постоянную, попадает в область радиочастот. При этом расщепление A_1, A_2 определяет несущую частоту f колебаний. При наличии переходов BA_1, BA_2, где B — терм, далёкий от A_1, A_2, то же расщепление A_1, A_2 определяет частоту модуляции F колебания, несущая частота f которого задаётся расстоянием BA. Таким образом, одна и та же частота выступает в радиоспектроскопии в качестве несущей, а при демодуляционном анализе — в качестве частоты модуляции.

4. О „СВЕТОВЫХ БИЕНИЯХ" РИГИ

Остановимся вкратце на случае когерентных колебаний. Когерентность означает, что отношение $A(t)/B(t)$ и разность $\varphi(t)-\psi(t)$ не зависят от t. Пусть для простоты $A(t)=B(t)$. Тогда формула (2) даёт

$$E^2=A^2[1+\cos(\Omega t-\varepsilon)]+\text{быстрые члены},$$

где

$$\varepsilon=\varphi-\psi=\text{const}.$$

Если $T_1=2\pi/\Omega$ мало по сравнению с T, т. е. средним временем флуктуации $A(t)$, можно повторить сказанное в § 2. Но предположим,

что $T_1 \gg T$ и что аппаратура усредняет за время, малое по сравнению с T_1, но большое по сравнению с T. Такая аппаратура даёт

$$\overline{A^2}[1 + \cos(\Omega t - \varepsilon)],$$

т. е. пульсации интенсивности с частотой Ω.

Например, в случае, указанном в возражении, которое мы обсуждали в § 2, если зеркало движется достаточно медленно, такие пульсации можно будет просто видеть. Это утверждение тривиально: оно означает лишь то, что если менять разность хода между интерферирующими пучками, интерференционные полосы перемещаются. (При этом T_1 есть время, за которое разность хода изменяется на одну длину волны.) К этому сводится, как заметил ещё Вуд[12], идея опытов Риги (1883), вошедших во многие большие изложения оптики, и с которыми часто ассоциируют термин «световые биения». Риги наблюдал, что в определённой оптической установке, куда свет входит через вращающийся поляризатор, получаются перемещающиеся в пространстве интерференционные полосы. На основании кинематической теоремы о том, что линейно-поляризованное колебание с равномерно вращающейся плоскостью поляризации может быть представлено как суперпозиция двух колебаний, поляризованных по кругу и имеющих различные частоты, это явление может быть истолковано как результат биений двух световых колебаний различной частоты. Но по существу опыт Риги бессодержателен, так как ничего не прибавляет к тому, что можно узнать при неподвижном поляризаторе: в каждый момент положение интерференционных полос — такое же, как если бы поляризатор остановился.

Вуд (l. c.) считает опыты Риги «не очень поучительными». Исчерпывающая критика подобных опытов дана в диссертации С. М. Рытова[13]. Как остроумно замечает Рытов в связи с толкованием одного опыта, касающегося диффракции света на бегущей ультразвуковой волне, любые квазистатические опыты не в большей мере служат проверкой существования световых биений, чем ежесекундно наблюдаемый факт, что изображение движущегося предмета движется: можно сказать, рассматривая изображение по Аббе, что мы видим движущийся предмет движущимся вследствие биений между соединяющимися на сетчатке диффрагированными от предмета волнами, претерпевшими при диффракции эффект Допплера.

Эта критика не имеет отношения к опытам, о возможности которых шла речь в этой статье.

5. ЗАКЛЮЧИТЕЛЬНОЕ ЗАМЕЧАНИЕ

Если удастся обнаружить посредством демодуляции пульсации интенсивности света, обусловленные атомными или молекулярными явлениями (например, прецессией атомов в магнитном поле), то такие опыты будут равноправны обычным «Фурье-сопряжённым» им опы-

там, заключающимся в наблюдении расщепления линий в спектральной аппаратуре. Можно сказать даже несколько больше. Спектральная аппаратура даёт интенсивности, но не фазы отдельных Фурье-компонент. Поэтому разложение в спектр даёт меньше сведений о ходе модуляции амплитуды во времени, чем может дать непосредственное исследование функции $\overline{E^2(t)}$.

Это особенно ясно видно на таком примере.

Предложим, что мы искусственно прерываем свет, состоящий из одной линии ширины Δf, с частотой $F \ll \Delta f$ настолько малой, что спектральный анализ не обнаруживает ни расщеплений, ни даже уширения линии. Разумеется прибор с достаточно малой инерцией покажет, что интенсивность света пульсирует. С точки зрения Фурье-разложения пульсация интенсивности во времени связана здесь не изменением распределения интенсивности по спектру, а с изменением — вследствие прерывания — фазовых соотношений между Фурье-компонентами.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. К. В. Мейснер, УФН, **29**, 333 (1946).
2. Г. Горелик, ДАН, **43**, 45 (1947).
3. A. Theodore Forrester, William E. Parkins and Edward Gerjuoy, Phys. Rev. **72**, 728 (1947).
4. Л. И. Мандельштам, Изв. АН СССР, серия физич. № 4, 525 (1938).
5. И. Л. Берштейн, ДАН, **20**, 11 (1938); ЖТФ, **11**, 305 (1941).
6. Рэлей, Волновая теория света (1940), стр. 12.
7. E. O. Lawrence and J. W. Beams, Phys. Rev. **32**, 478 (1928).
8. И. Л. Берштейн, ЖТФ, **11**, 302 (1941).
9. В. И. Бунимович, ЖТФ, **16**, 631 (1946).
10. Е. Я. Пумпер, ДАН, **53**, 25 (1945).
11. В. Л. Гинзбург, УФН, **31**, 320 (1947).
12. Р. Вуд, Физическая оптика (1936), стр. 196.
13. С. М. Рытов, Труды ФИАН, **2**, 41 (1940).