

**ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ, ДИФФРАКЦИЯ, СПЕКТРАЛЬНОЕ
РАЗЛОЖЕНИЕ В ОПТИКЕ И РАДИО****Г. С. Горелик**

Статья эта носит дидактический характер. Желание написать подобного рода статью для юбилейного номера «Успехов Физических Наук» может, я надеюсь, быть оправдано тем, что многие из читателей «Успехов» преподают физику и нередко пользуются в своём преподавании помещаемыми в них обзорами.

**1. СООТВЕТСТВУЕТ ЛИ МЕСТО РАДИОФИЗИКИ В ПРЕПОДАВАНИИ
ЕЁ МЕСТУ В НАУКЕ?**

Одна из ярких черт развития физики за последние 30 лет — то место, которое в ней завоевали радиофизические направления и методы исследования. Исследование электрических флуктуаций, частотной зависимости электрических, магнитных, механических свойств вещества, радиоспектроскопия, радиоастрофизика; изобилие ламповых усилителей, электронных осциллографов, высокочастотных генераторов в акустических, оптических, ядерных и всевозможных других лабораториях; создание циклотронов и синхротронов — вот далеко не полный список примеров. Редактор этого журнала справедливо отметил недавно¹, что радиотехника предоставила в распоряжение физиков «совершенно новые средства, революционизировавшие всю технику физического эксперимента». Радиофизический язык (например, термин «модуляция») проникает в общезначимую терминологию.

Но здесь, как и во многом другом, преподавание (не только в средней, но часто и в высшей школе) отстаёт по крайней мере на несколько десятилетий от развития живой науки.

Считается недопустимым, чтобы студент, сдающий экзамен по физике, не знал устройства призматического бинокля, различного рода фотометров, органной трубы. Но мало кого беспокоит, знаком ли он с устройством электронного осциллографа, принципом действия направленных антенн или идеей интерференционного метода измерения скорости распространения радиоволн, созданного Манделъштамом и Папалекси. Вряд ли можно доказать, что первая группа

вопросов имеет большее практическое или общеобразовательное значение, чем вторая.

Существует ли более наглядный и более удобный способ изучения сложения взаимно-перпендикулярных колебаний, чем с помощью электронного осциллоскопа? Следует ли, излагая основные молекулярно-кинетические представления, молчать о том, что шумы в радиоаппаратуре имеют флуктуационное происхождение и зависят от температуры входного контура, что именно флуктуации ограничивают дальность действия радиолокаторов, что классическое выражение kT входит в инженерную формулу, по которой рассчитывается эта дальность?

Мне кажется, что давно пора существенно увеличить место, которое занимает радиофизика в программах и учебниках, в лекциях и лабораторных занятиях по общей физике. Мне хотелось бы обратить также внимание и на другую сторону дела.

Всё большее значение в науке приобретает то, что Л. И. Мандельштам назвал «интернациональным языком теории колебаний» — единый подход ко всем колебательным явлениям: механическим, акустическим, радиофизическим, оптическим. Такой подход является не только законным, но и в высшей степени плодотворным: колебательная интуиция, приобретённая в одной области, в случае необходимости немедленно и непринуждённо используется в другой. Такой подход уже проник в курсы теории колебаний, читаемые в некоторых наших университетах. Опыт преподавания в Горьковском университете показывает, что такой подход возможен и даёт положительные результаты также и в общем курсе физики. Он не только сближает преподавание с научным исследованием, но в большой степени экономит время и облегчает труд и лектора и студента. Эффективность лекции, посвящённой, скажем, сложению гармонических колебаний, по крайней мере утраивается, когда она иллюстрируется и акустическими и электрическими опытами, и на протяжении нескольких недель выведенные в ней теоремы применяются подряд и к переменным токам, и к акустике, и к оптике. При таком едином подходе радиофизические факты приобретают значение, выходящее за пределы того, о чём говорилось вначале. Радиофизические факты выступают часто в качестве тех, на которых легче всего выработать колебательную интуицию, в качестве ключа к пониманию, скажем, наиболее трудных мест оптики. Это связано прежде всего с тем, что в радиофизике мы имеем дело с гораздо более близкими нам, чем в оптике, пространственными масштабами (длина волны) и временными масштабами (продолжительность цуга) и можем видеть (осциллографировать) каждое отдельное колебание, что для света принципиально неосуществимо.

Иллюстрация этой мысли несколькими примерами является целью дальнейших параграфов.

2. АНТЕННЫ И ДИФФРАКЦИОННАЯ РЕШЁТКА

Весьма элементарным, изящным и красноречивым применением теорем об интерференции (т. е. суперпозиции) синусоидальных волн является теория направленного действия простейших систем антенн.

Что может быть проще и вместе с тем поучительнее для начинающего, чем расчёт направленности (в экваториальной плоскости) двух параллельных антенн A_1 , A_2 , отстоящих друг от друга на четверть волны (рис. 1), причём ток в A_1 опережает по фазе на $\pi/2$ ток в A_2 , и, в частности, доказательство того, что по направлению, указанному стрелкой, имеет место максимум интенсивности излучения, а в противоположном направлении излучение отсутствует?

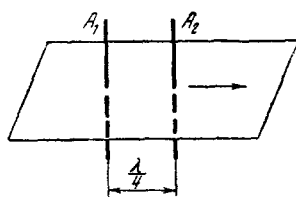


Рис. 1.

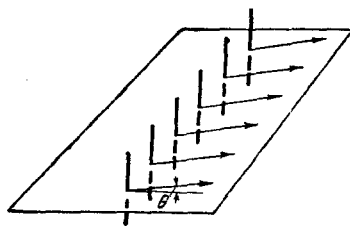


Рис. 2.

Поле, излучаемое по направлению θ решёткой, состоящей из N синфазных антенн, имеющей период d (рис. 2), мы найдём, как суперпозицию N колебаний равной амплитуды (обозначим её A), фазы которых образуют арифметическую прогрессию с разностью $kd \sin \theta$ ($k = 2\pi/\lambda$ — волновое число). Амплитуда результирующего поля равна, следовательно,

$$A \frac{\sin \left(N \frac{kd \sin \theta}{2} \right)}{\sin \left(\frac{kd \sin \theta}{2} \right)}.$$

Эта формула совпадает с формулой оптической диффракционной решётки. Но начинать с решётки из антенн — гораздо естественнее. Здесь поле каждого элемента решётки нам дано. Случай же оптической решётки сводится к тому, что рассматриваемому — приближённо и не без логических натяжек — посредством принципа Гюйгенса-Френеля, плодотворность которого как раз и состоит в том, что он заменяет диффракционные задачи несравненно более простыми задачами того типа, который иллюстрирует решётка из антенн.

Наличие главных и побочных максимумов, исчезновение главных максимумов всех порядков кроме нулевого при $d < \lambda$, — последнее особенно важно для понимания диффракционной теории микроскопа, — всё это весьма наглядно иллюстрируется видом лепестков

привычной для радиоинженера диаграммы направленности решётки. Эта диаграмма настолько выразительна (см., например, рис. 3), что следовало бы её, наконец, допустить и на страницы курсов общей физики.

3. БОРЬБА ЗА КОРОТКУЮ ВОЛНУ В РАДИОЛОКАЦИИ И МИКРОСКОПИИ

Написанная выше формула решётки указывает, что угловая ширина центрального пучка (единственного главного максимума при $d < \lambda$) равна отношению λ/D , где $D = Nd$ характеризует общий размер решётки, т. е. для получения острой направленности центрального пучка необходимо малое значение этого отношения. Этот критерий применим и в предельном случае, когда $d/\lambda \rightarrow 0$, $N \rightarrow \infty$ и притом так, что Nd и NA остаются постоянными. Отсюда легко перейти к обсуждению остроты направленности также и ультразвукового пучка, даваемого пьезокварцевой пластинкой.

Критерий λ/D имеет фундаментальное значение для понимания основной тенденции развития радиолокационной техники. При λ порядка 1 метра получение угловой ширины пучка порядка 1° потребовало бы D порядка 100 метров. Большая угловая направленность при не очень громоздкой аппаратуре может быть достигнута лишь за счёт укорочения волны. Вызванная в большой мере именно этим обстоятельством «борьба за короткую волну» и привела к появлению магнетронов, клистронов, волноводов — всего того, что делает новейшие радиоустройства столь непохожими, даже по своему внешнему виду, на то, что можно было увидеть в радиолобораториях не только во времена Попова, но и совсем недавно.

Рис. 3.

Принцип Гюйгенса - Френеля позволяет перенести (приблизительно) критерий λ/D и на случай параболического зеркала, в фокусе которого находится микроволновая антенна (рис. 4). Переход к теории разрешающей силы оптических приборов очевиден. Напрашивается аналогия между борьбой за короткую волну в радиолокации и микроскопии, где она привела к появлению электронного микроскопа, в котором свет заменён электронами с их де-Бройлевской длиной волны, находящейся в таком же примерно отношении к длине волны видимого света, как длины волн, применяемые в радиолокации, к длинам волн в обычном широкополосном диапазоне.

4. ОПТИЧЕСКИЙ ПРОЖЕКТОР И РАДИОПРОЖЕКТОР

Радиопрожектор (рис. 4) аналогичен обращённому телескопу, но не оптическому прожектору. Тот факт, что и в оптическом прожекторе и в радиопрожекторе $\lambda/D \ll 1$, ещё не даёт

основания считать их подобными системами. Действительно, луч светового прожектора, как всем известно, тем толще, чем больше D . Направленность радиопрожектора тем острее, чем больше D .

В чём причина этого кажущегося противоречия? Этот вопрос неизбежно возникает у всякого вдумчивого студента.

Ответ на него прост и, как мне кажется, поучителен.

Критерием для сравнения оптического прожектора и радиопрожектора является не отношение λ/D , а отношение $\sqrt{\lambda r}/D$, где r — расстояние от прожектора до точки наблюдения, т. е. отношение к размеру аппаратуры не длины волны, а размера центральной зоны Френеля. Неправильно думать, что геометрическая оптика, на основании которой луч оптического прожектора тем толще, чем больше D , применима к нему потому, что у него $\lambda/D \ll 1$. Она была бы применима в этом случае и к радиопрожектору. Геометрическая оптика применима к оптическому прожектору потому, что $\sqrt{\lambda r}/D$ для него остаётся малым вплоть до r порядка десятков километров. Для радиопрожектора, наоборот, даже при $D = 1 \text{ м}$, $\lambda = 1 \text{ см}$ имеем $\sqrt{\lambda r}/D \gg 1$ уже при r порядка одного километра.

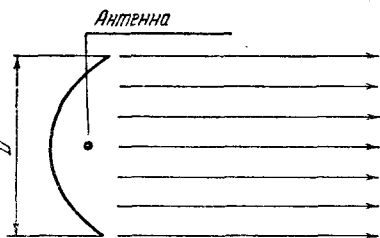


Рис. 4.

Аналогичные соображения показывают (вопреки тому, как иногда думают), что нельзя применять геометрическую оптику к отражению микрорадиоволн от того или иного предмета только на том основании, что его характеристические размеры велики по сравнению с длиной волны. Пусть, например, на плоское металлическое зеркало диаметра $D = 1 \text{ м}$ падает волна $\lambda = 1 \text{ см}$. Уже на расстоянии $r = 1 \text{ км} \gg D^2/\lambda$ будет наблюдаться не «зайчик», отражённый по закону «угол падения равен углу отражения», а диффракционная картина Фраунгофера.

5. ВОПРОСЫ КОГЕРЕНТНОСТИ *)

Немонохроматичность света объясняет то, что при суперпозиции света, излучаемого двумя независимыми (некогерентными) источниками, результирующая интенсивность всегда есть сумма их «парциальных» интенсивностей, между тем, как если бы колебания были строго монохроматичны, результирующая интенсивность могла бы быть и больше и меньше, чем эта сумма. Но неправильно думать — это неоднократно разъяснял Л. И. Мандельштам^{2,3} — что только опти-

*) Лекционные опыты, описанные в §§ 5, 6, были поставлены В. С. Троицким в Горьковском государственном университете.

ческие волны принципиально не могут быть абсолютно монохроматическими. Так же обстоит дело и с теми колебаниями, которые возникают в любом акустическом или радиофизическом устройстве. И если мы можем легко наблюдать, при суперпозиции двух акусти-

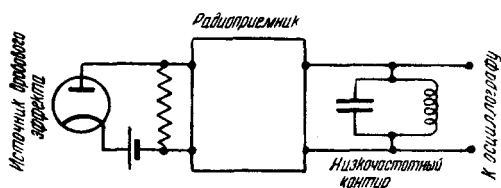


Рис. 5.

или радиоколебаний опыт будет длиться достаточно долго, средняя интенсивность тоже будет равна сумме средних парциальных интенсивностей.

Легко осуществить радиофизические опыты, наглядно иллюстрирующие этот круг идей *).

Если мы будем подавать на вход радиоприёмника напряжение, пропорциональное анодному току лампы, работающей в режиме насыщения, мы услышим в громкоговорицеле, из-за дробового эффекта этой лампы, мощный флуктуационный шум. Заменяв на выходе приёмника громкоговоритель слабозатухающим низкочастотным контуром (рис. 5), мы получим в нём немонохроматические, разумеется, колебания, но весьма слабо немонохроматические, напоминающие этим узкую спектральную линию. Получаются, грубо говоря, следующие друг за другом цуги колебаний, частоты, равной собственной частоте контура (несущая частота). Каждый цуг содержит ограниченное, но большое число отдельных колебаний, фаза и амплитуда беспорядочно меняются от цуга к цугу: происходит хаотическая модуляция амплитуды и фазы (рис. 6). Если эта модуляция — достаточно медленная, можно за ней непосредственно следить глазом, подав колебание с контура на вертикально-отклоняющие пластины электронного осциллографа и подобрав период развёртки так, чтобы он был близок к целому кратному собственному периоду контура.



Рис. 6.

Особенно удобно на практике пользоваться не LC -контуром, а слабозатухающим (узкополосным) RC -фильтром, например трёх-

*) См. также 4.

звенным фильтром, принципиальная схема которого показана на рис. 7. Такое устройство при $Sr > 29$, где S — крутизна лампы (в амперах на вольт, если r в омах), является автоколебательной системой (RC -генератор). Если r немного меньше, чем требуется по этому условию, то система эквивалентна слабозатухающему контуру, собственный период которого можно менять в широких пределах подбором R или C , а затухание (ширину полосы пропускания) подбором r . Чем ближе к порогу самовозбуждения $Sr = 29$, тем меньше затухание, тем больше продолжительность цугов. С помощью RC -фильтра легко получить при несущей частоте в несколько десятков герц продолжительность цугов порядка секунды.

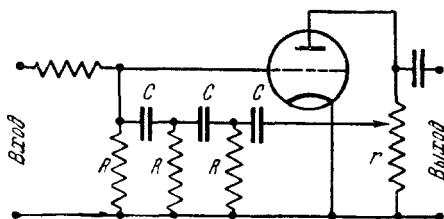


Рис. 7.

Наблюдая одновременно два колебания u_1 , u_2 , создаваемые двумя независимыми устройствами только что описанного типа, с помощью двухлучевого осциллографа (или двух обычных однолучевых), мы получим модель двух некогерентных световых колебаний. Наблюдая, кроме того, с помощью ещё одного осциллографа, сумму $u = u_1 + u_2$ этих колебаний, мы будем видеть, что в некоторые моменты амплитуды колебаний складываются, в другие — вычитаются.

Перейдём к наблюдению средней интенсивности с помощью устройства, обладающего большой инерцией. Возьмём, например, лампу

(диод), работающую в режиме квадратичного выпрямления, и присоединим к её выходу электроизмерительный прибор с временной постоянной, намного превосходящей продолжительность цуга, например, порядка 10 сек., если продолжительность цуга — порядка 1 сек. (Это легко сделать искусственно, включая обычный микроамперметр по схеме, по-

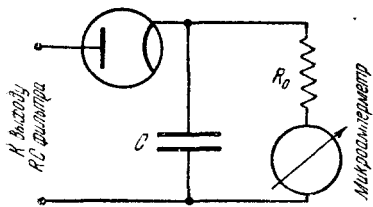


Рис. 8.

казанной на рис. 8, и подбирая R_0 , C_0 .) Будем подавать на вход лампы поочередно u_1 , u_2 , u . Каждый раз, подождя, пока стрелка успокоится, снимем показание прибора: соответственно α_1 , α_2 , α . Мы убедимся в том, что $\alpha = \alpha_1 + \alpha_2$, значения интенсивности за большое время складываются.

Нетрудно продемонстрировать и случай сложения когерентных колебаний, когда $\alpha \neq \alpha_1 + \alpha_2$. Достаточно для этого брать напряжения u_1 и u_2 от одного и того же фильтра и создавать разность фаз между ними с помощью фазовращателя (рис. 9).

Подведём колебания u_1 , u_2 от независимых источников (выключив развёртку) к обоим парам отклоняющих пластин осциллоскопа. Мы увидим, если несущие частоты одинаковы или близки, чередование эллипсов всевозможной формы и ориентации и различной величины. Уменьшим продолжительность цугов. Мелькание эллипсов может

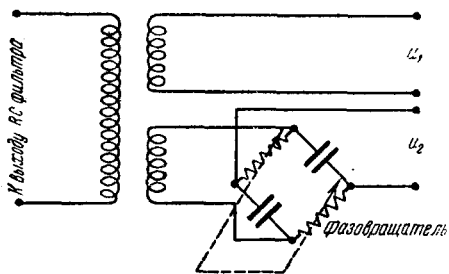


Рис. 9.

стать настолько быстрым, что глаз увидит только какую то усреднённую картину — светлое пятно, обладающее центральной симметрией. Эти опыты хорошо поясняют природу естественного (неполяризованного) квазимонохроматического света. Модель поляризованного света мы получим, если повторим те же операции, взяв u_1 , u_2 от одного источника. Подавая одно из этих колебаний

через фазовращатель, мы можем получить модель не только линейно, но и эллиптически поляризованного света: будет беспорядочно меняться размер эллипсов, но форма их и ориентация будут оставаться неизменными.

6. КАРТИНА ВО ВРЕМЕНИ ПРОЦЕССА СПЕКТРАЛЬНОГО РАЗЛОЖЕНИЯ

Белый свет или шум могут быть представлены математически в виде интеграла Фурье; спектральный аппарат осуществляет физически это разложение, и тем более совершенно, чем больше его разрешающая сила. Всё ли этим сказано? Всякий, кто стремится научиться физически мыслить, захочет составить себе наглядную картину того, как «работает» спектральный аппарат, как он трансформирует действующее на него хаотическое воздействие в квази-монохроматическое колебание.

Первый опыт § 5 имеет прямое отношение к этому вопросу.

Будем одновременно наблюдать с помощью двух осциллоскопов флуктуации (шум) на входе RC -фильтра и колебания на его выходе. Превращение шума в хаотически, но медленно-модулированное колебание — это и есть то, что на математическом языке называется выделением узкого участка Фурье-разложения. Колебание, возникающее на выходе RC -фильтра, можно рассматривать как суперпозицию затухающих цугов, создаваемых каждым из случайных толчков, чередование которых составляет флуктуационный шум на его входе. Пульсации амплитуды и фазы возникающего таким образом колебания происходят тем медленнее, чем дольше длится колебание, рождённое каждым отдельным толчком, т. е. чем меньше затухание фильтра — другими словами: чем уже его полоса пропу-

скания. Здесь — полная аналогия с тем, что решётка тем совершеннее перерабатывает белый свет в монохроматический — обладает тем большей разрешающей силой, — чем больше время «затягивания» NmT (N — число штрихов, m — порядок спектра, T — период светового колебания) действия отдельного светового импульса (см., например ⁵).

Длительность смены картин можно довести, сузив полосу пропускания RC -фильтра, до нескольких секунд. Тот факт, что флуктуационные толчки, следуя друг за другом в среднем, скажем, через каждые 10^{-4} сек (время порядка обратной величины ширины полосы пропускания приёмника) могут изменить амплитуду колебания на выходе фильтра только по истечении нескольких секунд — производит сильное впечатление. Мы «ощущаем», что время, которое нужно для того, чтобы хаотические толчки заметно изменили амплитуду и фазу колебания, поддерживаемого ими в спектральном аппарате, определяется свойствами этого аппарата и возрастает при увеличении остроты его настройки. А это как раз — главное, что нужно довести до сознания при раскрытии «механизма» спектрального разложения.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Э. В. Шпольский, Успехи Физических Наук, **30**, 1 (1946).
2. Л. И. Мандельштам, Изв. А. Н., серия физическая, № 4, 525 (1938).
3. Л. И. Мандельштам и Н. Д. Папалекси, Сборник «Новейшие исследования распространения радиоволн вдоль земной поверхности», Гостехиздат, 1945 (Полное Собрание Трудов, **2**, 232).
4. Г. С. Горелик, Успехи Физических Наук, **34**, 321 (1948).
5. Шустер, Введение в теоретическую оптику, Гостехиздат, 1935 (стр. 119).

