

НОВЫЕ ПРИБОРЫ И МЕТОДЫ ИЗМЕРЕНИЙ

621.396.1

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ТЕХНИКА СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН *)

Й.-Ф. Мозер, Г. Штейфен, Ф. Кнейбюль

I. ВВЕДЕНИЕ

Субмиллиметровые волны соответствуют в электромагнитном спектре области частот, простирающейся от 200 до 10 см^{-1} **). Из-за огромных спектроскопических и технических трудностей освоение этой области спектра началось позднее освоения прилегающих инфракрасной и микроволновой областей. В течение более 50 лет не удавалось заметным образом улучшить широкополосные источники субмиллиметрового излучения. Наоборот, сегодня имеются относительно интенсивные источники монохроматического излучения, такие, как газовые лазеры ($\lambda \ll 0,774 \text{ мкм}$) и лампы обратной волны ($\lambda \geq 0,4 \text{ мкм}$). За последнее время были приложены серьезные усилия к разработке спектрометров и фильтров, которые привели к созданию интерферометров и дифракционных спектрометров больших размеров. Несмотря на это, спектральная разрешающая сила, достигнутая к настоящему времени с использованием широкополосных источников излучения, остается довольно скромной; например, в области 35 см^{-1} минимальный разрешаемый интервал составляет $0,08 \text{ см}^{-1}$.

Поскольку авторы занимаются спектроскопией твердых тел, жидкостей и газовыми лазерами в субмиллиметровой области спектра, представлялось необходимым рассмотреть возможности современных методов и приборов в этой области. При этом можно было основываться и на собственном опыте.

II. ИСТОЧНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Для спектроскопии любого диапазона необходимы широкополосные или плавно перестраиваемые по частоте монохроматические источники излучения. В инфракрасной области широким спектром излучения обладают тепловые излучатели, а также ртутные лампы. Наоборот частота СВЧ генераторов (при длине волны $\geq 1 \text{ мкм}$) может плавно изменяться

*) J.-F. M o s e r, H. S t e f f e n, F. K. K n e i b ü l l, Submillimeterwellen-Technik, Helv. Phys. Acta 41 (5), 607 (1968). Перевод А. С. Хайкина, под редакцией А. Е. Саломоновича.

**) В субмиллиметровой области (как и в инфракрасной) частоту целесообразно измерять обратными сантиметрами ($v \text{ см}^{-1} = v \text{ Гц} / 3 \cdot 10^{10}$), а длину волны — микронами (мкм), однако, упоминая приборы, пришедшие из СВЧ области, авторы пользуются вместо этого долями миллиметра. Субмиллиметровая область определяется как $50-1000 \text{ мкм}$. Такое определение не является общепринятым. (Прим. ред.)

лишь в очень небольших пределах. Недостаток источников излучения в области от 0,1 до 1 $\mu\text{м}$ постепенно восполняется источниками из смежных областей спектра. Так, стремление повысить частоту СВЧ электровых генераторов приводит к применению в субмиллиметровой области таких приборов, как отражательные клистроны, лампы обратной волны, резонансные лампы обратной волны, убитроны, торнадотроны, микротроны, излучатели Смита — Перселя, черенковские излучатели, газоразрядные и клистронные умножители частоты, туннельные диоды, ганновские диоды, сверхпроводящие переходы Джозефсона, ферромагнитные генераторы, масовые излучатели и т. п., многие из которых находятся еще в стадии разработки. Из инфракрасной области в субмиллиметровую успешно продаются газовые лазеры. В нашем обзоре мы рассмотрим преимущества и недостатки всех этих источников, основываясь также на собственном опыте работы с ртутными лампами высокого давления и с газовыми лазерами.

1. Чисто тепловое возбуждение

Черное тело представляет собой тепловой источник, полностью согласованный с вакуумом. В каждой длине волн такое тело испускает спектральную плотность мощности, которая является предельно достижимой для любого теплового источника с той же температурой. Штифт Нернста, глобар и колпачок Вельсбаха^{1, 2} дают в инфракрасной области примерно такую же максимальную спектральную плотность мощности. На рис. 1 показана мощность излучения в единичный телесный угол с 1 см^2 поверхности, вычисленная для трех длин волн по формуле Планка в функции абсолютной температуры источника при относительной ширине полосы $\lambda/\Delta\lambda = 100$.

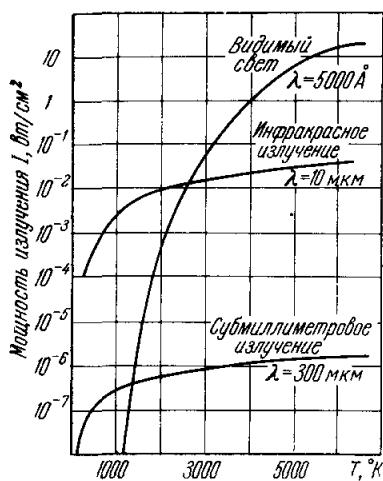


Рис. 1. Мощность излучения черного тела в функции температуры для трех длин волн при относительной ширине полосы $\lambda/\Delta\lambda = 100$.

Спектрально сказываются в экспериментальной спектроскопии. Относительная среднеквадратичная флуктуация спектральной плотности энергии ρ равна

$$\overline{(\Delta\rho_\lambda)^2}/\rho_\lambda = \{\exp[(hc/k)10^4/\lambda T]\} \Delta N,$$

где $\Delta N = 8\pi \cdot 10^{14} V/\lambda^3$; здесь h — постоянная Планка, k — постоянная

*) Конструкция теплового излучателя для субмиллиметровой области спектра описана, например, в²³¹. (Прим. перев.)

Больцмана, c — скорость света в вакууме, T — абсолютная температура в $^{\circ}\text{К}$, λ — длина волны излучения в микронах, ΔN — число фотонов в относительной полосе $\lambda/\Delta\lambda = 100$ и V — объем, в котором заключено рассматриваемое излучение. При температуре $T = 5000^{\circ}\text{K}$ фотонный шум на волне $\lambda = 300 \text{ мкм}$ примерно на 8 порядков меньше, чем на волне $\lambda = 1 \text{ мкм}$. Отсюда следует, как будет показано ниже, что в субмиллиметровой области фотонный шум очень мал, и им можно пренебречь по сравнению с шумами приемников и электронных усилителей.

2. Газовые разряды

Ртутная лампа высокого давления впервые была применена в качестве источника субмиллиметровых волн Рубенсом в 1911 г.^{3, 4}. И теперь, 50 лет спустя, мы по-прежнему пользуемся ртутными лампами в субмиллиметровой спектроскопии. На рис. 2 показаны сравнительные спектральные характеристики ртутной лампы и черного тела при разных температурах. Хотя интенсивность излучения в области $\lambda > 140 \text{ мкм}$ падает как λ^{-4} , ртутная лампа высокого давления излучает в области $\lambda > 90 \text{ мкм}$ все же интенсивнее, нежели другие источники излучения, применяемые в инфракрасной области^{5, *)}. Излучение в коротковолновой части остается слабым; так, например, при $\lambda = 20 \text{ мкм}$ ртутная дуга излучает как черное тело с температурой $T = 300^{\circ}\text{K}$. Сплошные части кривой на рис. 2 соответствуют измеренным мощностям излучения лампы. Штриховая часть кривой представляет собой интерполяцию в области, недоступной для измерений из-за непрозрачности кварцевого окна. Падение интенсивности при $\lambda > 140 \text{ мкм}$ для излучения, возникающего на оси дуги с температурой около 5300°K , приписывается самопоглощению в более холодных внешних слоях плазмы. Экспериментальные результаты можно объяснить двумя процессами: во-первых, излучением «квазимолекул» (т. е. переходами в слабо связанных молекулах ртути)⁶ и, во-вторых, тормозным излучением электронов в поле положительных ионов⁷. Крутой подъем интенсивности излучения дуги без самопоглощения от 60 мкм в сторону коротких волн свидетельствует в пользу тормозного излучения, в то время как обнаруженная зависимость спектральной мощности излучения от давления скорее указывает на излучение квазимолекул.

Так же как и черное тело, ртутная лампа высокого давления требует фильтрации нежелательного коротковолнового излучения.

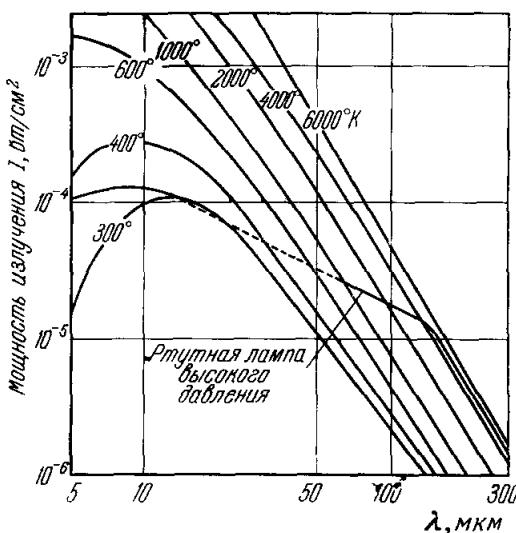


Рис. 2. Непрерывный спектр ртутной дуги высокого давления⁵ в сравнении с излучением черного тела.

Относительная полоса $\lambda/\Delta\lambda = 100$.

*) См. также 232, 233. (Прим. перев.)

3. Электроннолучевые приборы

В СВЧ технике до длин волн порядка 1 см изготовление таких относительно мощных электроннолучевых приборов, как магнетроны, кристоны и лампы бегущей волны, не представляет сложности. В то же время генерация субмиллиметровых волн сталкивается с почти непреодолимыми техническими трудностями⁸⁻¹¹. Существуют две различные возможности: либо уменьшать геометрические размеры элементов, определяющих частоту генерации электроннолучевых приборов, либо использовать собственное электромагнитное излучение тормозящихся электронных сгустков. При этом для электроннолучевых приборов возникает новая проблема. Укорочение генерируемой длины волны λ означает: 1) уменьшение геометрических размеров элементов, определяющих частоту, пропорционально $\lambda/2$, 2) увеличение высокочастотных потерь пропорционально $1/\sqrt{\lambda}$ и 3) увеличение плотности тока, необходимой для возбуждения колебаний, пропорционально $1/\lambda^2$ или $1/\lambda^{5/2}$. Все это приводит к усложнению проблем отвода тепла, фокусировки электронного пучка и предохранения от электрического пробоя¹².

Ожидается, что пропорциональное уменьшение размеров *магнетрона*¹³ для длины волны λ/n с сохранением тех же анодных напряжения и тока, но с увеличением магнитного поля в n раз позволит получить такую же мощность излучения, как и в исходном магнетроне. Чтобы иметь возможность отводить тепло, вызванное в \sqrt{n} раз возросшими потерями, необходимо при больших мощностях отказаться от режима непрерывной работы магнетрона. В импульсном магнетроне с фильтрацией третьей гармоники удалось, например, на волне $\lambda = 1,1$ мм достичь пиковой мощности $9 \cdot 10^{-4}$ вт с частотой повторения импульсов 1000 гц¹⁴.

Коротковолновая граница применения *отражательных кристаллов*¹⁵ находится сейчас вблизи $\lambda = 2,3$ мм, где можно получать мощности излучения около 20 мвт. Такие кристаллы имеют следующие параметры: площадь катода 0,6 мм², диаметр отверстия связи в резонаторе 0,15 мм, диаметр резонатора 1 мм, высота резонатора 0,5 мм, рабочее напряжение 2500 в.

Генерирование коротких волн с помощью ламп бегущей волны связано с трудностью изготовления достаточно точных замедляющих систем, а также с необходимостью получения электронных пучков с большой плотностью тока. К настоящему времени разработаны следующие типы ламп: лампа Миллмана¹⁶, лампы обратной волны (карцинотроны)^{17, 18, 234}, резонансные лампы обратной волны^{19, 20}, лампы обратной волны с циклотронным резонансом²¹⁻²³.

Наиболее удачной оказалась лампа обратной волны (карцинотрон)^{17, 18, 234}. Лампы типа «О» фирмы «CSF» (Compagnie Générale de Télégraphie sans Fil, Франция) перекрывают область от 8 до $\sim 0,4$ мм. На рис. 3 показаны современные характеристики этих ламп. Отдельные типы могут перестраиваться в узких областях длии волн. Так, лампа обратной волны типа СО.05, имеющаяся в продаже, может перестраиваться между 475 и 527 мкм, отдавая мощность от 1 до 5 мвт. Результаты исследований показывают, что лампы типа «О» еще не достигли теоретической предельной длины волны^{18 *}). Можно надеяться, что повышение рабочего напряжения позволит в ближайшем будущем генерировать волны длиной 200 мкм в импульсном режиме. Изготовление замедляющих систем для коротковолновых ламп обратной волны выдвигает весьма серьезные

*) В СССР разработан комплект сменных ламп обратной волны, перекрывающих диапазон от $\sim 0,5$ мм до $\sim 4,5$ мм²³⁴. (Прим. перев.)

проблемы с точки зрения механики и металлургии¹⁷. К сожалению, срок службы ламп обратной волны ограничивается 250—1000 часами в зависимости от типа.

Резонансная лампа обратной волны^{19, 20} представляет собой лампу обратной волны, у которой оба конца замедляющей системы замкнуты накоротко. В результате в замедляющей системе могут возникать стоячие волны. Электронный пучок возбуждает колебания, взаимодействуя с прямой или обратной волной. Резонансная лампа с очень короткой замедляющей системой по своей структуре вполне соответствует кристаллу. Такой генератор имеет следующие преимущества: небольшие требования к точности замедляющей системы, слабое магнитное поле и простая юстировка. В 1961 г. получена мощность около 100 мвт на волне 8 м.м²⁰.

Лампа обратной волны с циклотронным резонансом работает без материальной замедляющей системы и потому обладает преимуществами перед всеми остальными приборами бегущей волны. Электронный пучок направляется вдоль оси полого волновода. Магнитное поле, параллельное оси волновода, превращает траектории электронов в спирали. Колебания возбуждаются и усиливаются благодаря связи¹ электронов с волной в волноводе. Частота излучения вычисляется из соотношения

$$\omega = \omega_c / [1 - (v_e/v_p)],$$

где ω_c — циклотронная частота, v_e — скорость электронов в пучке и v_p — фазовая скорость волны в волноводе. Частоту излучения можно изменять непосредственно, варьируя ускоряющее напряжение или магнитное поле. Для генерации волн $\lambda = 1$ м.м, однако, необходима напряженность поля 10^5 гс.

4. Генераторы с торможением электронов

Трудность генерации субмиллиметровых волн при торможении электронных сгустков заключается в получении электронного пучка, модулированного по плотности или фазе (группирование электронов). Условие когерентности требует, чтобы размеры сгустка были малы по сравнению с полуволной излучения, которое требуется получить. Значительного уплотнения электронных сгустков позволяют достигнуть релятивистские электроны, обладающие энергией порядка мегаэлектрон-вольт. В настоящее время группированные электронные пучки получают в ребатронах, микротронах и модуляторах отклонения. Помимо основной частоты, любой

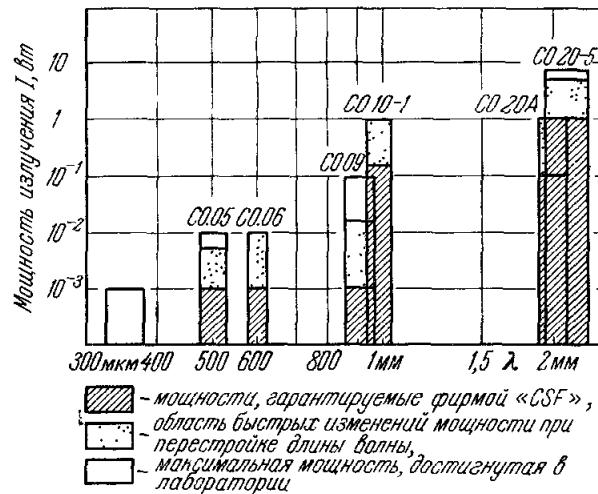


Рис. 3. Мощность излучения ламп обратной волны типа «О» фирмы «CSF» в субмиллиметровой области по состоянию на 1966 г. (частное сообщение фирмы).

группированный пучок электронов обладает огромным числом гармоник, которые главным образом и используются для генерации электромагнитного излучения. Излучение извлекается из электронных пучков с помощью гармодотронов, анигиляционных излучателей, излучателей Смита — Перселя и Черенкова, синусоидальных волноводов и резонаторов Фабри — Пере. Вообще говоря, применяются различные комбинации упомянутых модуляторов пучка с различными системами отбора излучения; однако в клистронном умножителе и в торнадотроне модулятор и система отбора излучения объединяются в одно целое.

В комбинации *ребатрон* — *гармодотрон* группированный пучок электронов высоких энергий создается ребатроном^{24, 25} и затем направляется в резонатор — гармодотрон^{26—28}. В ребатроне пучок электронов сильно ускоряется и пропускается через СВЧ резонатор параллельно электрическому полю в нем. Осцилирующее поле резонатора модулирует плотность пучка. Гармодотрон представляет собой цилиндрический резонатор, настроенный так, что одна из его высших мод колебаний (TM_{018}) совпадает по частоте с одной из гармоник группированного пучка электронов. При работе на 34-й гармонике основная частота ребатрона подбирается так, чтобы получить излучение с длиной волны 3,18 м.м. Полученные при этом мощности, однако, в литературе не указаны.

В другую комбинацию входят *модулятор отклонения*^{29, 30} и резонатор Фабри — Пере³¹, который представляет собой диэлектрик, заключенный между двумя плоскими параллельными зеркалами. В модуляторе отклонения электронный пучок проходит через полый СВЧ резонатор перпендикулярно к оси, на которой расположено зеркало; система настраивается так, чтобы поперечная составляющая скорости электронов исчезала на выходе из резонатора. Пучок электронов выходит из модулятора в виде пространственной волны, в которой все электроны движутся

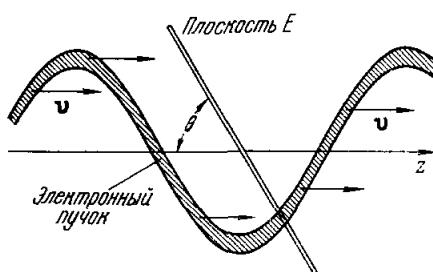


Рис. 4. Волнообразный электронный пучок (заштрихован), создаваемый модулятором отклонения.

v — скорость электронов, θ — угол между направлением движения электронов и фиктивной плоскостью E .

волны $\lambda = \delta/\beta$, где δ — толщина пучка и $\beta = v/c$. Пока удалось получить излучение мощностью 0,3 мвт на волне 8,3 м.м.

В этой комбинации модулятор отклонения можно заменить *микротроном*^{32—34}, который родствен циклотрону. Электроны в микротроне направляются так, чтобы все их траектории проходили через одну общую точку на окружности. Такой микротрон, в отличие от циклотрона, дает электронные сгустки длиной 0,1—0,3 м.м с энергией 6 Мэв. Электронные сгустки отдают энергию излучению в резонаторе Фабри — Пере^{31, 35} с отражательной решеткой³⁶. На волне около 4 м.м была получена мощность 10 мвт.

с одинаковыми скоростями в первоначальном направлении (рис. 4). Если представить себе некоторую плоскость (E , рис. 4), наклоненную под углом $\theta \sim 45^\circ$ к оси волнообразного пучка, то число электронов, проходящих через эту плоскость за секунду, окажется модулированным. Этот эффект и используется далее: волнообразный пучок пропускается через канал в диэлектрике резонатора Фабри — Пере, наклоненный под углом θ к оси резонатора; при этом пучок возбуждает высокочастотные колебания.

С помощью такого устройства можно получить излучение с длиной волны $\lambda = \delta/\beta$, где δ — толщина пучка и $\beta = v/c$. Пока удалось получить излучение мощностью 0,3 мвт на волне 8,3 м.м.

В клистронном умножителе^{37, 38} электронный пучок, сгруппированный в первом резонаторе, отдает энергию излучению на высших гармониках во втором резонаторе. Поэтому система работает как умножитель частоты. При подходящем выборе входного сигнала и времени пролета электронов между резонаторами определенные гармоники пучка, модулированного по скорости, могут стать очень интенсивными. При ускоряющем напряжении 25 кв и плоском полом резонаторе с большим сечением пучка получена мощность 35 мвт в непрерывном режиме на волне 0,87 мм³⁸. Высокие требования к точности изготовления (полый резонатор имеет объем 0,1 мм³) и к качеству поверхностей деталей, определяющих частоту, обусловливают применение специальных методов изготовления, таких, как хонингование, «оптическая фрезеровка» и диффузионная сварка.

В излучателе Смита — Перселла электронный пучок проходит над поверхностью с периодической структурой, взаимодействие с которой и вызывает излучение^{39, 40}.

Длина волны λ излучения дается соотношением

$$(d/v) - d \cos \theta / (c/n) = n\lambda/c;$$

здесь d — период структуры (решетки), v — скорость электронов в пучке, n — показатель преломления среды, в которой распространяется излучение, θ — угол между направлением пучка и направлением наблюдения. В соответствии с этим при ускоряющем напряжении $V = 5$ кв и периоде решетки $d = 10$ мкм должно иметь место излучение на волне $\lambda = 60$ мкм. Интенсивность излучения пропорциональна

$$nl^2 (\cos^2 \theta / d^4) LV^{3/2} I,$$

где V — ускоряющее напряжение, $l/2$ — расстояние между пучком и поверхностью, L — длина периодической структуры, I — электронный ток. Ишигуро и Токо для своей установки⁴¹ нашли теоретическую мощность 0,5 мвт на волне 50 мкм. Одна из проблем, связанных с работой излучателя Смита — Перселла, заключается в быстром нагревании его, так что он может работать только кратковременно. В варианте Брэдшоу⁴² группированный электронный пучок проходит над рядом полусфер. Другой вариант излучателя Смита — Перселла представляет собой оротрон Руисина и Богомолова⁴³.

Генерация субмиллиметрового излучения с помощью эффекта Черенкова исследовалась в изотропных диэлектриках^{44, 45}, плазмах в магнитном поле⁴⁶⁻⁴⁸, а также в анизотропных средах, таких, как феррит⁴⁹. Излучение зависит от того, какой пучок применяется: постоянный или группированный. Условия максимального излучения для случая, когда электронный пучок проходит через канал в бесконечном изотропном диэлектрике, были найдены Коулменом и Эндерби⁵⁰. Так как эти условия не могут быть выполнены одновременно, следует ожидать лишь слабого излучения. Теоретическое рассмотрение показывает, что к оптимальному излучению ведут большая скорость пучка, малые ϵ и μ , малые диаметр и длина канала, а также длина взаимодействия, совместимая с модуляцией плотности пучка. Ульрих⁴⁵ исследовал эмиссионные свойства черенковского излучателя с немодулированным пучком в субмиллиметровой области до 460 мкм. При наименьшем расстоянии до пучка около 200 мкм мощность излучения составляет 10^{-9} вт в относительной полосе $\lambda/\Delta\lambda = 12,5$ на волне $\lambda = 460$ мкм, что значительно меньше мощности излучения ртутной лампы высокого давления на той же волне. В наилучших условиях, при расстоянии до пучка 162 мкм, в области от 600 до 1000 мкм измерения дали мощность излучения $6 \cdot 10^{-8} - 10^{-7}$ вт. Эта мощность

на 1—2 порядка ниже ожидаемой. Модуляция плотности пучка могла бы дать существенное увеличение мощности.

В циклотронном генераторе быстрые электроны движутся по спиралям с малыми радиусами. При этом осуществляется «адиабатическое сжатие» электронного пучка сильным продольным магнитным полем⁵². Испуская излучение с частотой $\omega_c = eH/mc$, пучок расширяется в резонаторе, свободном от поля. Этот метод генерации излучения позволяет получать мощности до 1 вт на волнах 3,7; 2,85 и 2,1 мм и более 10 вт на волнах от 1,06 до 1,44 мм.

В торнадотроне электромагнитное излучение возникает при ударном сжатии циклотронных орбит электронов импульсным магнитным полем в несколько сот килогаусс. К настоящему времени получено излучение с длиной волны меньше 3 мм⁵⁴.

5. Умножение частоты на нелинейных элементах

Гармоническое умножение частоты в миллиметровой и субмиллиметровых областях исследовалось с различным успехом во многих нелинейных элементах: полупроводниковых диодах⁵⁵, плазмах^{56—58}, группированных электронных пучках^{25, 29, 32}, антиферромагнетиках (теоретически)⁵⁹, ферритах^{60—63}, ферроэлектриках⁶⁴, сверхпроводниках^{65, 66}, элементах с циклотронным резонансом и в элементах с многократным переизлучением⁶⁷. Здесь мы кратко рассмотрим только элементы, наиболее пригодные для субмиллиметровой области.

Для чисто реактивных нелинейных элементов коэффициент преобразования основной частоты в гармонику теоретически может быть равен 100%, в то время как для чисто активных элементов мощность n -й гармоники пропорциональна $1/n^2$. Эксперименты показывают, что в субмиллиметровой области коэффициент преобразования меньше, чем в СВЧ области, что обусловлено низкими добротностями нелинейных элементов, трудностями их согласования, а также необходимостью подводить большие мощности на основной частоте. Из-за необходимости увеличивать мощность на основной частоте возникают проблемы, связанные с охлаждением и пробоем элементов, а также с накоплением энергии.

а) Умножение частоты с помощью кремниевых диодов. Уже в 1954 г. Горди с сотрудниками⁶⁸ проникли в субмиллиметровую область до волны 770 мкм (16-я гармоника основной частоты). Улучшение материала диодов, изготовление контактного острия из вольфрама, а также уменьшение размеров диодов⁶⁹ позволили провести спектроскопические измерения в районе 587 мкм на 21-й гармонике. С помощью клистрона 5-мм диапазона достигнута область длин волн 430 мкм⁷⁰. Умножение частоты колебаний клистронов с помощью диодов имеет ряд преимуществ, в частности весьма высокую относительную стабильность частоты ($\sim 10^{-8}$), а также возможность перестройки частоты в известных (хотя и небольших) пределах. Благодаря этому удалось весьма точно измерить вращательные постоянные молекул, представляющих собой линейные или симметричные волчки. Несмотря на то, что этот метод позволяет достичь невиданного разрешения в молекулярной спектроскопии, он почти не применяется в спектроскопии твердых тел из-за малой мощности излучения и из-за ничтожного диапазона перестройки.

Смешение излучения на высших гармониках клистронов с излучением лазеров, работающих в непрерывном режиме, приводит к ранее не достижимой точности исследований излучения лазеров в субмиллиметровой области^{99—101}.

б) Газоразрядный умножитель частоты Фрума действует следующим образом^{72, 73}. Переход между металлом катода и плазмой в аргоне под давлением 600 атм облучается СВЧ полем. Облучение приводит к модуляции эмиссии электронов из катода под действием облучающего электрического поля. При детектировании этой модуляции возникают высшие гармоники СВЧ. «Нелинейность» имеет место в катодном пятне диаметром 1—5 мкм. По данным Фрума⁷², паразитные емкости весьма отрицательно сказываются на выходной мощности гармоник. Эти паразитные емкости вместе с сопротивлением плазмы ограничивают мощность субмиллиметрового излучения. Помимо этого, для устойчивого горения дуги необходима весьма тщательная юстировка. Изменение основной частоты требует переюстировки электродов и входных и выходных согласующих элементов, так что плавное изменение длины волны невозможно. Вычисления без учета паразитных емкостей показывают, что мощность n -й гармоники падает пропорционально $(n^2 - 1)^{-2}$, а при больших n — пропорционально n^{-4} . Мощность излучения равна 1 вт на волне 714 мкм, 10 мвт на волне 428 мкм и 1 мвт на волне 298 мкм⁷². Кнапп и Мартин^{74, 75} получили для гармоник от 8-й до 24-й закон изменения мощности $P_n = 1,5 \cdot 10^{-4} n^{-4}$ вт.

6. Квантовые генераторы (мазеры и лазеры)

Квантовые генераторы работают на переходах между атомными или молекулярными уровнями энергии, между которыми создана инверсия заселенности. Субмиллиметровой области соответствуют разности энергий от 1,24 мэв до 12,4 мэв. К настоящему времени созданы или предложены следующие типы квантовых генераторов с различными механизмами создания инверсии заселеностей: мазеры на молекулярных или газовых пучках с пространственным разделением молекул или атомов, находящихся в различных квантовых состояниях; мазеры на твердом теле с СВЧ возбуждением и импульсным магнитным полем, позволяющим увеличивать разность энергий между состояниями с инверсной заселенностью; мазеры на твердом теле с оптическим возбуждением и, наконец, газовые лазеры с возбуждением электронным ударом.

В мазерах на молекулярных или атомных пучках^{78, 79} молекулы или атомы, находящиеся в различных квантовых состояниях, разделяются с помощью градиентов электрического или магнитного полей. Так, например, в циановом мазере¹⁰² молекулы HCN в состоянии $J = 1$ отделяются в неоднородном электрическом поле и вводятся в резонатор, собственная частота которого равна частоте перехода между состояниями $J = 1$ и $J = 0$ ($\lambda = 3,49$ м.). Такие мазеры генерируют лишь очень малые мощности ($\sim 10^{-9}$ вт), так как плотность потока молекул в пучках невелика ($\sim 10^{16}$ молекул/сек). Мазеры на молекулярных пучках имеют наибольшее значение как стандарты частоты.

Из мазеров на твердом теле важную роль в генерации высоких частот играют мазеры на рубине с оптическим и СВЧ возбуждением, а также мазер на окиси титана, $TiO_2 : Fe^{3+}$. В рубиновых мазерах с оптическим возбуждением^{76, 77, 80} рубин, охлажденный до 4,2° К и находящийся в магнитном поле от 6 до 11 кэ, облучается линией R_1 рубинового лазера. При этом ориентация кристалла рубина в магнитном поле должна быть выбрана так, чтобы разность энергий между состояниями $-^{1/2}E$ и $+^{1/2}A_2$ соответствовала частоте возбуждающего излучения. Благодаря насыщению поглощения заселенность состояния $+^{1/2}A_2$ становится меньше заселенности состояния $-^{3/2}A_2$. Мазер генерирует частоты до 50 Ггц с импульсной мощностью $\sim 10^{-4}$ вт⁸⁰. В рубиновых лазерах с СВЧ возбуждением^{81, 103}

инверсия заселенности между двумя наименее заселенными уровнями основного состояния создается СВЧ облучением с частотой, соответствующей переходу между наименее заселенным и третьим снизу зеемановскими уровнями. Магнитное поле скачкообразно увеличивается так, чтобы расстояние между двумя наименее заселенными уровнями соответствовало возможно более высокой собственной частоте резонатора. Момо с сотрудниками добились таким способом генерации частот до 75 ГГц ¹⁰³. Мазер на окиси титана, $\text{TiO}_2 : \text{Fe}^{3+}$ ¹⁰⁴, работает с СВЧ возбуждением, частота которого ниже частоты генерации. Из шести зеемановских уровней основного состояния иона Fe^{3+} в работе участвуют пять, причем магнитное поле и ориентация кристалла подбираются так, чтобы выполнялось равенство

$$E_5 - E_3 = E_3 - E_1 = E_4 - E_2 = h\nu_{\text{возб.}}$$

При насыщении поглощения заселенности уровней E_5 , E_3 и E_1 , а также E_4 и E_2 выравниваются; таким образом, возникает инверсия заселенности между E_5 и E_2 . Соответствующая частота перехода (96 ГГц) превышает частоту возбуждающего излучения (65 ГГц).

С 1964 г. разработан ряд газовых лазеров, длины волны излучения которых находятся между 100 и 774 мкм . В таблице дана сводка рабочих

Длина волны, мкм	Состав газов	Мощность, вт		Литература	Длина волны, мкм	Состав газов	Мощность, вт		Литература
		непрерывный режим	импульсный				непрерывный режим	импульсный	
101,257	H, C, N		0,2	88	181,789	D, C, N		0,1	88
103,33	D ₂ O		?	96	189,949	D, C, N		0,4	88, 100
106,02	Ne	5·10 ⁻⁹		85	190,0080	D, C, N	?		100
107,71	D ₂ O	?	0,1	86, 91	194,83	D, C, N		0,02	88, 100
108,88	D ₂ O		?	96	194,7644	D, C, N	?		100
110,24	H, C, ¹⁵ N		?	88	201,059	H, C, N		0,05	88
110,46	D ₂ O		?	96	204,3872	D, C, N		0,04	88, 100
111,74	D ₂ O		?	96	211,001	H, C, N	?	0,2	88, 95
112,006	H, C, N		0,2	88	220,22797	H ₂ O	10 ⁻⁶	0,02	90, 101
113,311	H, C, ¹⁵ N		?	88	222,949	H, C, N		0,08	88
115,42	H ₂ O		7·10 ⁻⁴	86	268	J, C, N, H		?	105
116,132	H, C, N		0,2	88	284	H, C, N	?		99
118,591019	H ₂ O	10 ⁻³	2·10 ⁻²	84, 87	309,7140	H, C, N	?	0,4	88, 99
120,08	H ₂ O		?	86	310,8870	H, C, N	?	1	88, 95,
124,4	Ne	5·10 ⁻⁹		85					99
126,1	Ne	5·10 ⁻⁹		85	335,1831	H, C, N	?		99
126,164	H, C, N		3	88	336,1	H, C, N		1	97
128,629	H, C, N	?	9	88, 95	336,5578	H, C, N	0,1	10	84, 99
130,838	H, C, N		4	88	372,5283	H, C, N	?	0,6	88, 99
132,8	Ne	10 ⁻⁹		85	465	J, C, N, H			105
134,932	H, C, N		0,8	88	538,2 (расщепл.)	J, C, N, H		0,5	89
138,768	H, C, ¹⁵ N		?	88					
165,150	H, C, ¹⁵ N		?	88	545,4	J, C, N, H		?	92
169	J, C, N, H		?	105	676	J, C, N, H		0,02	94
171,6	D ₂ O		?	91	773,5	J, C, N, H		0,02	93

газов и наблюдаемых длин волн и интенсивностей излучения. С различными газами достигнуты следующие максимальные длины волн: Ne — 132 мкм, D₂O — 171 мкм; с газами, содержащими D, C и N, — 204 мкм, H₂O — 220 мкм; с газами, содержащими H, C и N, — 372 мкм и с газами, содержащими JCN (+H), — 774 мкм. Механизмы генерации в ОКГ

с H_2O ¹⁰¹, HCN и DCN ⁹⁸⁻¹⁰⁰ удалось выяснить лишь недавно. Наблюдаемые линии генерации с достаточной надежностью можно отнести к вращательно-колебательным переходам. Наши исследования лазеров с парами JCN и различными смесями привели к обнаружению весьма длинноволновых линий генерации вплоть до 774 мкм^{89, 92-94, 105}.

Резонаторы субмиллиметровых лазеров характеризуются весьма малыми параметрами Френеля, порядка 0.2–2. Обычные дифракционные теории неприменимы к описанию оптических газовых лазеров из-за влияния стеклянных разрядных трубок. В нашей лаборатории проводятся экспериментальные исследования таких резонаторов с круглыми плоскими и вогнутыми зеркалами^{97, 105, 221, 222}. Для резонатора с вогнутыми зеркалами найденные резонансные характеристики²²² хорошо согласуются с дифракционной теорией²²³. В случае круглых плоских зеркал оказалось необходимым построить специальную теорию, учитывающую влияние стеклянной стенки резонатора¹⁰⁵. В ходе исследования резонаторов мы нашли также однозначную связь между формой импульсов излучения и возбужденными типами колебаний резонатора. Здесь основную роль играют отклонения длины резонатора от резонансных длин, соответствующих различным типам колебаний^{224, 105}.

Субмиллиметровые газовые лазеры успешно применялись в экспериментах по исследованию циклотронного резонанса в полупроводниках²²⁵, парамагнитного резонанса²²⁶, а также по гетеродинированию высших гармоник клистронов⁹⁹⁻¹⁰¹. В настоящее время ведутся исследования по возбуждению гиперзвука с частотами до 10^{12} Гц с помощью таких лазеров (Швейцарский политехнический институт, Цюрих).

7. Другие методы генерации излучения

Эффект Ганна^{106, 107, 110} имеет место при приложении постоянного напряжения к некоторым *n*-полупроводникам типа $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ или $\text{A}^{\text{II}}\text{B}^{\text{VI}}$, таким, как GaAs , InP ¹⁰⁷, CdTe ¹⁰⁵, ZnSe ¹¹¹. Этот эффект может возникать только в тех полупроводниках, где зона проводимости, помимо главного минимума, имеет еще и побочные минимумы, которым должны соответствовать увеличенные эффективные массы и уменьшенные подвижности электронов (по сравнению с главным минимумом). Электронная температура под действием электрического поля повышается настолько, что возникают переходы из главного минимума в побочные. Дифференциальное сопротивление полупроводника оказывается при этом отрицательным, и в нем появляются области с различной плотностью пространственного заряда, которые движутся в кристалле со скоростью диффузии v_d . Таким образом, ток меняется с основным периодом $\tau = l/v_d$, где l — длина образца.

В настоящее время в качестве материала для генераторов Ганна наиболее пригоден GaAs , ибо он имеет самую подходящую структуру зон и технология его изготовления разработана наиболее детально. В непрерывном режиме достигнуты следующие предельные мощности¹⁰⁹: 90 мвт на частоте около 1–2 Гц, 25 мвт при ~ 10 Гц, 110 мвт при 11 Гц и 1 мвт при 35 Гц. Максимальные импульсные мощности составляют 180–205 вт при ~ 1 Гц и 40 мвт при 40 Гц. Оценки¹¹³ показывают, что предельная частота генерации составляет около 200 Гц.

Коупленд¹¹⁴ изготовил генераторы с ограниченным накоплением пространственного заряда, в которых частота генерации уже не зависит от размеров кристалла. Эти генераторы дают мощность 20 мвт при 88 Гц с КПД 2%, что в генераторах Ганна недостижимо.

В сверхпроводящих переходах Джозефсона¹¹⁶⁻¹¹⁸ куперовские пары электронов туннелируют без электрического сопротивления и потеря энергии через слой окисла, который должен быть тонким в сравнении с длиной когерентности пары. Поэтому постоянный ток может протекать через переход уже при нулевом напряжении, $U = 0$. Если к переходу приложить конечное напряжение U , то туннелирование куперовских пар оказывается связанным с излучением или поглощением энергии в форме электромагнитных волн, $n\hbar\nu = 2eU$, где n — целое число. Длина волны излучения в микронах равна $\lambda = 621n/U$, где U — в милливольтах. Так как напряжение на переходе можно менять от одного микровольта до нескольких милливольт, то частота генерации может перестраиваться в весьма широких пределах. Промежуточный слой окисла действует как резонатор, поэтому следует ожидать увеличения мощности генерации на длинах волн, соответствующих собственным колебаниям такого резонатора. Максимальная мощность излучения достигнута к настоящему времени в танталовом переходе и составляет 10^{-10} вт на волне 3,26 см¹¹⁸. Исследовались также точечные переходы Джозефсона в полых резонаторах.

В основу работы *массового излучателя* положена идея Аркадьева: в искровом промежутке возбуждаются колебания металлических частиц. Частицы излучают электромагнитные волны, как диполи Герца. Массовый излучатель впервые был осуществлен Глаголовой-Аркадьевой в 1924 г.¹¹⁹. Неудовлетворительная отдача излучения заставила Экхардта в 1960 г. построить усовершенствованный вариант излучателя¹²⁰. Однако результаты оказались скромными по сравнению с затратами на разработку и изготовление новой модели. Массовый излучатель позволил исследовать спектры в области $\lambda \geq 1,5$ мм. В области от 1,5 мм до 0,8 мм массовый излучатель уступает ртутной лампе. Вопреки наблюдениям Кули¹²¹, Экхардт не обнаружил излучения в области $\lambda < 0,8$ мм. Импульсная мощность излучения в расчете на 1 см² излучающей поверхности и в единичный телесный угол составляет, по данным Экхардта, 10^{-4} вт/см² на волне $\lambda = 1,6$ мм.

Дальнейшие усовершенствования¹²² позволяют ожидать значительно больших мощностей. Спектр излучения массового излучателя весьма широк, ибо собственные колебания частиц металла сильно затухают из-за излучения (добротность $Q \sim 1$).

При *ферромагнитном резонансе* приступ энергии феррита в импульсном магнитном поле может быть при определенных условиях переизлучен в виде когерентных миллиметровых волн¹²³⁻¹²⁵. Для случая, когда время нарастания магнитного поля меньше, чем время релаксации феррита, теоретические расчеты предсказывают почти полное преобразование энергии импульса магнитного поля в энергию излучения¹²³. Применение наносекундных импульсов магнитного поля¹²⁶ позволяет избежать передачи энергии от магнитного поля спиновым волнам¹²⁷⁻¹³⁰. Так как частота излучения нарастает пропорционально напряженности поля в импульсе, генерация миллиметровых волн связана с трудностями, несмотря даже на относительно большое время релаксации применяемых маленьких монокристаллических шариков иттриево-железного граната. Необходимо также согласование монокристалла феррита по резонансной частоте и излучаемой частоте во всем диапазоне излучаемых частот. Современное состояние теории и технологий ферритов позволяет получать импульсные мощности до 0,1 мвт на волне 9 мм при длительности импульса 25 нсек¹³¹.

В заключение этого раздела сошлемся на некоторые другие возможности генерации субмиллиметровых волн^{132-134, 244}.

8. Выводы

За последние два года недостаток источников излучения в области, расположенной между инфракрасной и миллиметровыми волнами, был восполнен лампами обратной волны и газовыми лазерами. Эти источники, однако, монохроматичны и либо допускают лишь слабую перестройку по частоте, либо вообще не перестраиваются. Для обычной спектроскопии пока наиболее пригодной остается ртутная лампа высокого давления *).

III. ПРИЕМНИКИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Большинство оптических и СВЧ приемников излучения может применяться и в субмиллиметровой области. Из инфракрасных приемников здесь используются тепловые приемники: термостолбики, термоэлементы, болометры и пневматические приемники. К ним примыкают разработанные в последние годы приемники с фотопроводимостью: фотосопротивления из InSb и GaAs, пироэлектрические приемники, легированные кристаллы германия и кремния. Из СВЧ приемников в субмиллиметровой области оказались пригодными точечные диоды ^{68, 135} из InSb и GaAs **). Обзоры современных приемников субмиллиметрового излучения были недавно опубликованы ^{136, 137, 235, 236}.

Для сравнения свойств различных приемников можно, отвлекаясь от рабочих условий, использовать четыре величины: чувствительность (responsivity), минимальную обнаружимую (пороговую) мощность или эквивалентную мощность шумов (ЭМШ) (noise equivalent power), детектирующую способность (detectivity) D^* и постоянную времени τ . Чувствительность определяется как

$$R = \Delta V / \Delta W$$

где ΔV — изменение эффективного напряжения в вольтах на выходе приемника, соответствующее изменению ΔW в ваттах мощности излучения, падающего на приемник. Вместе с чувствительностью R необходимо указывать частоту модуляции f , полосу пропускания усилителя Δf и распределение мощности излучения по спектру. Постоянная времени τ есть мера скорости реакции приемника. Минимальная обнаружимая мощность излучения есть мощность излучения в ваттах, для которой отношение сигнала к шуму на выходе приемника равно единице. Вместе с этими величинами также необходимо знать полосу пропускания усилителя, частоту модуляции и распределение мощности излучения по спектру. При оценках ЭМШ необходимо рассматривать в основном шумы трех видов: шум излучения, собственный шум приемника и шум усилителя. Шум излучения возникает вследствие флюктуаций числа фотонов и флюктуаций температуры излучающего пространства. Собственный шум приемника вызван фононным шумом и шумом Найквиста ^{139, 140}. Так как шумы различного происхождения не коррелированы, для среднего квадрата флюктуаций напряжения шумов на выходе приемника получается простая сумма:

$$\overline{\Delta V^2} = \overline{\Delta V_S^2} + \overline{\Delta V_B^2} + \overline{\Delta V_V^2},$$

*) В СССР разработан спектрометр высокой разрешающей силы (~ 2500) для широкой области спектра $0,5-2,5 \text{ мкм}$ ²⁴⁰, в котором в качестве источников излучения используется комплект сменных ламп обратной волны ²³⁴. (Прим. перев.)

**) Применение полупроводниковых диодов в миллиметровой и субмиллиметровой областях рассмотрено в обзорах ^{241, 242}. Точечные диоды для субмиллиметровой области описаны также в работе ²⁴³. (Прим. перев.)

где индексы S , D и V относятся соответственно к шумам излучения, приемника и усилителя.

В субмиллиметровой области мощности излучения существующих широкополосных источников весьма малы; поэтому приемники должны обладать высокой чувствительностью и по возможности меньшей величиной ЭМШ. Таким образом, идеальный детектор должен удовлетворять неравенству

$$\overline{\Delta V_S^2} \gg \overline{\Delta V_D^2} + \overline{\Delta V_V^2}.$$

Кроме того, во многих случаях стремятся к минимальной постоянной времени. Из-за трудностей фокусировки субмиллиметрового излучения на приемники малой площади к перечисленным требованиям добавляется необходимость применять приемники возможно большей площади. Увеличивать же площадь приемника без ухудшения чувствительности и скорости реакции практически не удается.

1. Т е п л о в ы е п р и е м н и к и

Тепловые приемники субмиллиметрового излучения обладают двумя характерными чертами: а) их чувствительность не зависит от длины волны, б) их постоянные времена велики.

Так, например, *пневматический приемник*^{141, 142, 235} может работать в видимой, инфракрасной и миллиметровой областях спектра. Пневматические приемники Голея^{143, 144} наиболее широко применяемые в субмиллиметровой области, имеют при выгодной частоте модуляции $f = 11$ гц и полосе пропускания усилителя $\Delta f = 0,1$ гц ЭМШ $\ll 5 \cdot 10^{-11}$ вт, причем минимальное значение ЭМШ $= 3 \cdot 10^{-11}$ вт остается, по-видимому, непреодолимым. В этом приемнике излучение поглощается в тонком слое алюминия, напыленном на полимерную пленку. Поглощение в алюминии^{143, 145} практически постоянно в широкой области от ультрафиолетовых до миллиметровых волн. Окно приемника Голея должно быть прозрачно для излучения в исследуемой области. Для длин волн $\lambda > 50$ мкм применяются кварцевые окна толщиной 0,5 мм. Поэтому чувствительность R практически постоянна от ультрафиолетовой до миллиметровой области и обычно заключается в пределах $R = (3-4) \cdot 10^6$ в/вт при $f = 11$ гц и $\Delta f = 0,1$ гц. Чувствительность начинает падать, когда длина волн становятся сравнимой с толщиной слоя алюминия. Пневматические приемники фирмы «UNICAM» (Англия) при мощности излучения до $3 \cdot 10^{-6}$ вт обладают линейностью R , лучшей 1%¹⁴⁶. Для тепловых приемников характерна постоянная времени $\tau \approx 15$ мсек. Преимущества пневматических приемников: постоянная и большая чувствительность в широкой области спектра и возможность работы при комнатной температуре. К недостаткам относятся относительно большая постоянная времени, чувствительность к механическим вибрациям и относительно большие значения ЭМШ по сравнению с охлаждаемыми тепловыми приемниками.

а) *Болометры*^{147, 148, 235} изготавливаются из материалов с большим температурным коэффициентом сопротивления α , так что в результате поглощения излучения в материале болометра его сопротивление увеличивается. Свойства болометрического элемента можно следующим образом связать с α , приложенным напряжением V , теплоемкостью элемента C , рассеиваемой электрической мощностью Q и коэффициентом теплопроводности κ между элементом и окружающей средой:

$$R = \alpha V / (\kappa - \alpha Q) \quad \text{и} \quad \tau = \alpha C / (\kappa - \alpha Q) \quad (\omega \tau < 1),$$

где ω — частота поглощаемого излучения. Для получения большой чувствительности R необходимо иметь большой коэффициент α и малый χ . Однако малые значения χ приводят к большой постоянной времени, так что для ее уменьшения необходимо выбирать материал с малой теплоемкостью C . Таким образом, болометрические элементы должны иметь малые размеры и толщину и вместе с тем эффективно поглощать излучение. Значительного уменьшения C можно добиться охлаждением болометрического элемента до температуры жидкого гелия.

В качестве угольных болометров ¹⁴⁹⁻¹⁵⁴ применяются коммерческие угольные сопротивления (фирмы «Allen-Bradley»), обладающие большим температурным коэффициентом сопротивления α при температуре ниже 20° К. Значения ЭМШ у угольных болометров в 2—4 раза лучше, чем у пневматических приемников.

Типичные характеристики угольных болометров при полосе $\Delta f = 1 \text{ гц}$ и температуре $T = 2,1^\circ \text{К}$: ЭМШ = 10^{-11} ет , $R = 2,1 \cdot 10^4 \text{ в/ет}$, $\tau = 1-10 \text{ мсек}$.

Сверхпроводники и полупроводники особенно широко применяются для изготовления болометрических элементов. *Сверхпроводящие болометры* имеют весьма большие коэффициенты α вблизи температуры перехода в сверхпроводящее состояние. Болометр из олова ¹⁵⁵ работает при температуре 3,7° К и имеет в субмиллиметровой области ЭМШ = $3 \cdot 10^{-12} \text{ ет}$ при $\Delta f = 1 \text{ гц}$. Однако его постоянная времени $\tau = 1,25 \text{ сек}$ весьма невыгодна. Теоретические оценки показывают, что болометр из олова можно улучшить главным образом увеличением поглощения до 1% и более.

В качестве приемника при спектральных измерениях чаще других применяется *германиевый болометр* ^{151, 153, 154, 156-158}. Для получения большой поглощательной способности германий должен быть столь сильно легирован, чтобы при 4° К в зоне проводимости еще оставались свободные носители заряда. В сильно легированных полупроводниках электроны проводимости сильно связаны с решеткой и поэтому могут отдавать ей энергию поглощенного излучения. Для изготовления болометров оказался наиболее пригодным германий с примесью 10^{17} см^{-3} галлия. Коммерческие германиевые болометры фирмы «Texas Instruments» (США) при $f = 10-15 \text{ гц}$ и $T = 4,2^\circ \text{К}$ имеют ЭМШ от $30 \cdot 10^{-13} \text{ ет}$ до $5 \cdot 10^{-13} \text{ ет}$ в зависимости от конструкции. Германиевые болометры в диапазоне температур 4,2—1,5° К по чувствительности в 5—9 раз лучше пневматических приемников ^{151, 159}. Болометры из германия, легированного индием ¹⁶⁰, при $T = 1,2^\circ \text{К}$ в среднем втрое чувствительнее наилучшего угольного болометра.

б) *Пироэлектрические приемники* ^{227, 228} представляют собой тонкие пластинки из пироэлектрических кристаллов (триглицинсульфат, $\text{SbSi}, \text{BaTiO}_3$), на которые с обеих сторон напылены проводящие металлические слои. Металл на рабочей стороне пластиинки должен поглощать излучение и отдавать полученное тепло кристаллу. Для увеличения поглощения служит слой золотой «черни» ²²⁹. При поглощении излучения температура кристалла изменяется, изменяя, таким образом, его спонтанную электрическую поляризацию и связанное с последней напряжение на обкладках кристалла. Этот эффект наиболее силен вблизи температуры Кюри.

Пироэлектрические приемники из триглицинсульфата обладают в дальней инфракрасной области следующими характеристиками ²²⁷: ЭМШ = $5 \cdot 10^{-9} \text{ ет}$, $D^* = 2 \cdot 10^9 \text{ ет}^{-1} \cdot \text{сек}^{-1/2} \text{ см}$ и $\tau = 40 \text{ мсек}$. Эти довольно скромные характеристики окупаются простотой и удобством приемника, для которого не требуется никакого охлаждения. Возможно также изготовление пироэлектрических приемников с малой площадью ($3 \times 3 \times 0,1 \text{ мм}^3$).

2. Приемники с фотопроводимостью

Электропроводность обычных полупроводниковых фотоприемников ^{161, 162} изменяется при поглощении света вследствие возникновения двух процессов — собственной и примесной фотопроводимостей. Например, германий, легированный сурьмой, пригоден в качестве приемника для волн до 120 $\mu\text{мм}$ ¹⁶³. Он применим лишь в области от 10 до 150 $\mu\text{мм}$.

В отличие от этого, в приемнике из *n*-InSb ^{139, 164, 165, 236, 237} изменение проводимости при поглощении излучения происходит вследствие разогрева свободных носителей заряда. Разогрев носителей приводит к изменению их подвижности. Для достижения большой чувствительности температура кристалла должна быть ниже 4° К, ибо только в таких условиях подвижность электронов особенно сильно зависит от электронной температуры, а связь электронов с решеткой слаба. Заметим также, что наложение магнитного поля напряженностью более 4 кгс повышает чувствительность приемника. В полях ниже этого порога имеет место лишь хорошо известное изменение магнитного сопротивления, в то время как в более сильных полях в действие вступают дополнительные эффекты. Вследствие сжатия волновых функций электронов примесная зона отделяется от зоны проводимости, что дает возможность для появления примесной проводимости. Из-за квантования Ландау возникают резонансные эффекты и характеристики движения носителей заряда значительно изменяются. Свойства приемников с фотопроводимостью детально описаны в обзоре Патли ^{136 *}). Для приемника из InSb наивыгоднейшая рабочая область находится вблизи $\lambda \sim 1 \text{ мм}$. Здесь достигнуто теоретическое значение ЭМШ = $5 \cdot 10^{-13} \text{ вт}$ и постоянная времени $\tau < 1 \text{ мксек}$. Малая постоянная времени подтверждена нашими исследованиями с применением импульсов субмиллиметрового излучения.

Недавно разработан приемник с фотопроводимостью на основе арсенида галлия ²³⁰ со следующими параметрами ($f = 300 \text{ гц}$, $\Delta f = 1 \text{ гц}$): ЭМШ = $1,2 \cdot 10^{-11} \text{ вт}$ при $\lambda = 195 \text{ мкм}$, $1,4 \cdot 10^{-11} \text{ вт}$ при $\lambda = 337 \text{ мкм}$ и $6 \cdot 10^{-11} \text{ вт}$ при $\lambda = 902 \text{ мкм}$; постоянная времени меньше 1 мксек. Приемник представляет собой слой весьма чистого эпитаксиального GaAs, напыленного на подложку из GaAs : Cr. В субмиллиметровой спектроскопии в настоящее время применяются как пневматические приемники, так и приемники из сурьмянистого индия и германия.

IV. СПЕКТРОМЕТРЫ

В субмиллиметровой спектроскопии из применяемых в обычной спектроскопии призменных спектрометров, дифракционных спектрометров и интерферометров используются лишь приборы двух последних типов. Дифракционные спектрометры строятся главным образом по схемам Литтрова, Эберта (симметричная) и Черни — Тернера. Среди интерферометров различают несколько типов: периодический и апериодический интерференционные модуляторы Майкельсона, периодический и апериодический интерференционные модуляторы с ламеллярной решеткой и интерферометр Фабри — Перо. Существует расхождение во взглядах на применяемые ныне спектрометры и интерферометры. Приборы, разработанные в последнее время, показывают, что дифракционные спектрометры и интерферометры обладают сравнимыми возможностями. Ниже мы рассмотрим теоретические и экспериментальные аспекты обоих типов спектрометров, а также приведем результаты исследования дифракционного спектрометра, построенного в нашей лаборатории.

*) См. также обзоры ^{235, 236}. (Прим. перев.)

1. Дифракционный спектрометр

В настоящее время спектрометры высокого разрешения для субмиллиметровой области промышленностью не выпускаются. Поэтому мы построили собственный дифракционный спектрометр больших размеров. Он описан ранее^{166, 167}, так что здесь мы ограничимся рассмотрением наиболее существенных моментов.

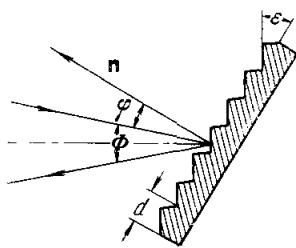


Рис. 5. Параметры дифракционной решетки-щелеватки: n — нормаль к плоскости решетки, d — период решетки, Φ — постоянный угол отклонения и ϕ — угол падения излучения на решетку.

Для монохроматора выбрана схема Черни — Тернера¹⁶⁸. Ее преимущества перед схемой Эберта рассмотрены в работе Фасти¹⁷⁰. При использовании дифракционной решетки с периодом d через выходную щель выходит излучение с длиной волны λ , которая определяется дисперсионной формулой

$$2 \cos(\Phi/2) \sin[(\Phi/2) - \phi] = m\lambda/d,$$

где Φ — постоянный угол отклонения, ϕ — переменный угол между падающим на решетку параллельным пучком и нормалью к решетке (рис. 5), m — порядок дифракции. Отсюда можно найти «щелевую» разрешающую силу $A_s = \lambda/\Delta\lambda$, определяемую шириной выходной щели s при заданном фокусном расстоянии f зеркала монохроматора:

$$A_s = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} = \frac{f}{s} \frac{1}{\sqrt{(1/m^2)(d/\lambda)^2 \cos^2(\Phi/2) - (1/4)}}.$$

Если учесть теоретическую разрешающую силу решетки

$$A_g = mn/\cos\phi = (m/\cos\phi) D/d,$$

где n — число интерферирующих лучей (число штрихов решетки), а D — диаметр зеркала монохроматора, то найдем полную теоретическую разрешающую силу дифракционного монохроматора:

$$\frac{1}{A} = \frac{d \cos\phi}{mD} + \frac{s}{f} \sqrt{\frac{1}{m^2} \left(\frac{d}{\lambda}\right)^2 \cos^2\left(\frac{\Phi}{2}\right) - \frac{1}{4}}.$$

На рис. 6 представлена зависимость теоретического разрешения $\Delta\nu$

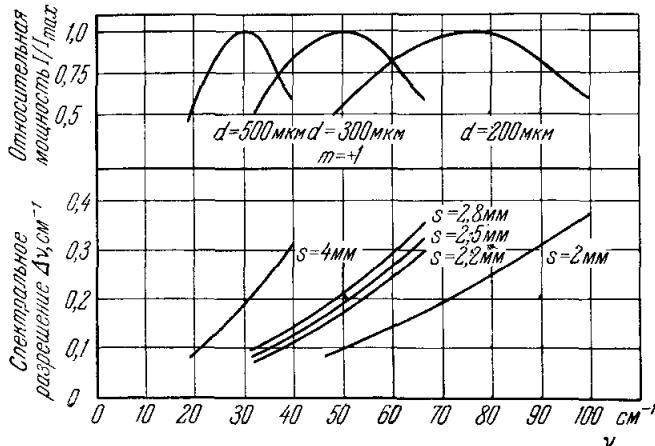


Рис. 6. Вверху: относительные распределения интенсивностей дифрагированного излучения для решеток с периодами $d = 500, 300$ и 200 мкм. Внизу: теоретическое минимальное разрешение $\Delta\nu$ для нашего монохроматора при типичных экспериментальных ширинах щели s .

от частоты v для нашего монохроматора с параметрами: $f = 1220 \text{ м.м.}$, $\Phi = 22,5^\circ$, $D = 300 \text{ м.м.}$, $m = +1$ и с различными решетками. Кривые построены для различных экспериментальных ширин щели s , которые типичны для разных рабочих областей решеток. Границы рабочей области эшелетта определяются прежде всего распределением интенсивности в $+1$ -м порядке дифракции, а также интенсивностью излучения, падающего на входную щель, и скоростью регистрации спектра. Из экспериментов найдено, что наиболее благоприятная рабочая область наших эшелеттов определяется неравенством

$$0,95 \leq v d \leq 2,$$

где v — в см^{-1} и d — в см . Кроме того, эксперименты подтвердили теоретически предсказанное положение максимума распределения интенсивности ¹⁷¹ при $v d = 1,5$. При построении распределений интенсивности на рис. 6 спектр излучения ртутной лампы высокого давления не учтен. Из этого рисунка следует также, что можно достичь спектрального разрешения $\Delta v \leq 0,10 \text{ см}^{-1}$.

Дифракция на щели может привести к заметным потерям интенсивности при малых ширинах щели. Уменьшение ширины щели увеличивает разрешающую силу, пока выполняется неравенство

$$v s \geq 8,15,$$

где v — в см^{-1} , а s — в см . В противном случае возникают дифракционные потери, тем более значительные, чем меньше произведение $v s$. Например, при ширине щели $2,2 \text{ м.м.}$ потери возрастают уже при $v < 37 \text{ см}^{-1}$. При узких щелях интенсивность излучения, попадающего в спектрометр, заметно уменьшена; поэтому приведенное выше неравенство дает минимальную допустимую ширину щели для заданной частоты. Существование минимальной ширины щели порядка миллиметра типично для дифракционных спектрометров субмиллиметровой области. Отсюда следует, что для достижения большой разрешающей силы A необходимо увеличивать разрешающую силу решетки A_g , применяя эшелетты с большой площадью. Поэтому же зеркало монохроматора должно иметь большой диаметр, а равно и большое фокусное расстояние f , чтобы избежать влияния комы и реализовать необходимую «щелевую» разрешающую силу A_s . Таким образом, в субмиллиметровой области большие монохроматоры лучше малых.

Реальный предел экспериментальной разрешающей силы дифракционных спектрометров можно определить, снимая спектры водяных паров. Мы тщательно изучили участки опубликованных спектров водяного пара ¹⁶⁶ с тесно расположеннымными линиями. Расчеты чисто вращательного спектра водяного пара ¹⁷²⁻¹⁷⁴ показывают, что около 38 см^{-1} расположена тройная линия поглощения. Она состоит из линий с частотами $38,45$; $38,64$ и $38,79 \text{ см}^{-1}$, которые соответствуют переходам $2_{21} \rightarrow 3_{12}$, $5_{41} \rightarrow 6_{34}$, $3_{12} \rightarrow 3_{21}$. На нашем спектрометре удалось этот триплет разрешить ²⁰⁷. Отношение сигнал/шум при исследовании области перехода $5_{41} \rightarrow 6_{34}$ заключено между $3 : 1$ и $2 : 1$. Для двух последних линий Холл и др. ¹⁷³ дают частоты $38,642$ и $38,764 \text{ см}^{-1}$.

Качество эшелетта имеет решающее значение для его разрешающей силы A_g . Теория ¹⁷² показывает, что угол штриха ϵ (рис. 5) должен определяться из соотношения

$$\sin \epsilon = m \lambda_0 / 2d,$$

где λ_0 — длина волны, соответствующая наибольшей дисперсии. Другие соотношения, которые можно получить из теории эшелеттов, позволяют

найти $\lambda_0 = 2d/3$. Для решетки, работающей в 1-м порядке ($m = +1$) получается угол штриха $\varepsilon = 20^\circ$. Эшелетты, примененные в нашем монохроматоре, имеют площадь $330 \times 355 \text{ mm}^2$ и нарезаны с одинаковым углом $\varepsilon = 20^\circ$ *). При таком угле штриха максимум интенсивности дифрагированного излучения находится в 1-м порядке при длине волны λ_0 ; решетка устанавливается под углом блеска (зеркальное отражение от штриха). Для решетки с $d = 300 \text{ мкм}$ длина волны блеска равна $\lambda_0 = 200 \text{ мкм}$. Таким образом, если на решетку направить монохроматическое излучение, то спектр на выходе монохроматора должен состоять из отдельных пиков интенсивности, соответствующих различным порядкам дифракции m ; максимум при $m = +1$ должен быть особенно интенсивным.

Для проверки этих расчетов мы провели измерения¹⁷¹ на СВЧ модели при $\lambda/d = 0,67$. Решетка имела следующие параметры: $d = 4,48 \text{ см}$, $\varepsilon = 20^\circ$, площадь $1 \times 1,55 \text{ м}^2$. Угол постоянного отклонения составлял 24° , расстояния от источника до решетки и от решетки до приемника — около 100 м. Эти измерения были позднее повторены с лазером, излучающим на волне $\lambda = 337 \text{ мкм}$, и эшелеттом с $d = 500 \text{ мкм}$ (т. е. $\lambda/d = 0,67$), $\varepsilon = 27^\circ$ и таким же углом постоянного отклонения Φ . На рис. 7 сопоставлены результаты обоих измерений. Помимо нормальных интенсивных максимумов при $m = +1$, появились также интенсивные максимумы при $m = -2$ и $m = +2$. Интенсивности порядков $m = 0$ и $m = -1$, как и ожидалось, малы. Происхождение интенсивных максимумов приписывается аномалии Вуда¹⁷⁵. Разумеется, имелась возможность работать в более интенсивном втором порядке и, таким образом, увеличить разрешающую силу прибора.

В дифракционных спектрометрах необходимо эффективно отфильтровывать высшие порядки дифракции. Излучение ртутной лампы, прежде чем войти в монохроматор, попадает на отражательный фильтр и на фильтр остаточных лучей¹⁷⁶⁻¹⁷⁹. Отражательным фильтром для $\lambda > 100 \text{ мкм}$ служил эшелетт в нулевом порядке, а для $\lambda < 100 \text{ мкм}$ — пластинка с остаточным отражением. Периоды d_F фильтрующих эшелеттов определялись в соответствии с рабочей областью эшелеттов монохроматора. Соотношение $d_F = d/3$ основано на результатах Робертса и Куна¹⁸⁰ по исследованию фильтрующего действия эшелеттов в нулевом порядке при работе в паре с другим эшелеттом. Мы проверили свойства отражательных фильтров с помощью субмиллиметровых лазеров. Результаты Робертса и Куна для пары эшелеттов совпадают с нашими резуль-

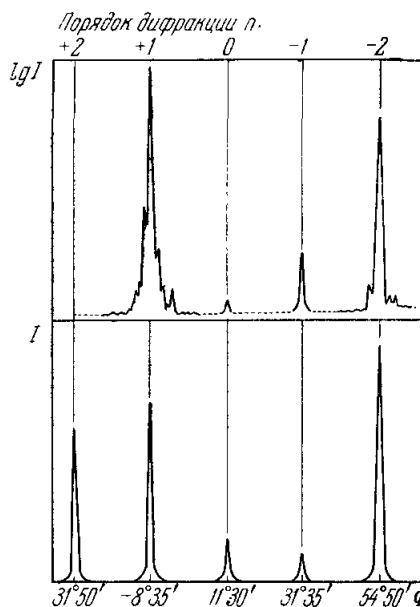


Рис. 7. Вверху: исследование различных порядков дифракции в СВЧ модели ($\lambda = 3 \text{ см}$) с решеткой $d = 4,48 \text{ см}$. Внизу: исследование различных порядков дифракции эшелетта с периодом $d = 500 \text{ мкм}$ с помощью лазера, генерирующего линию $\lambda = 337 \text{ мкм}$. В обоих случаях угол постоянного отклонения Φ одинаков и равен 24° .

*) Эшелетты изготовлены на часовом заводе LANCO (Швейцария)

татами, полученными для различных фильтрующих эшелеттов. В области длии волн, перекрываемой монохроматором с периодом решетки d , фильтрующие эшелетты с периодом $d_F = d/3$ пропускают лишь ничтожную часть нежелательного излучения, именно меньше 0,1% от регистрируемой интенсивности.

2. Интерферометр

Интерференционная модуляция известна уже давно. Она предложена Майкельсоном в 1891 г. (см. ¹⁸¹). Майкельсон показал, что изменение интенсивности излучения на выходе двухлучевого интерферометра в функции разности хода, называемое интерферограммой, представляет собой фурье-преобразование спектра источника излучения. Обратимость преобразования Фурье позволяет найти исследуемый спектр с помощью обратного косинус-преобразования интерферограммы. Рубенс и Вуд в 1910 г. находили обратные преобразования интерферограмм численными методами. Обратное преобразование сложных интерферограмм требует огромного времени, поэтому фурье-спектроскопия получила развитие только после создания быстродействующих электронных вычислительных машин. Хотя интерференция используется как в дифракционных спектрометрах, так и в интерферометрах, основные принципы работы этих приборов все же различаются. В то время как в дифракционном спектрометре число интерферирующих пучков равно числу штрихов решетки, в интерферометре интерферируют только два пучка. В дифракционном спектрометре излучение исследуется с помощью последовательного анализа отдельных спектральных элементов, в интерферометре же все спектральные элементы излучения анализируются одновременно. В первом случае каждый спектральный элемент наблюдается в течение времени измерения T . Поскольку в субмиллиметровой области предельная чувствительность к излучению определяется не фотонным шумом, а шумом приемника, одновременный анализ всех N спектральных элементов дает выигрыш в отношении сигнал/шум в $\sqrt{N}/2$ раз (фактор Фелджеффа, или мультиплекс-фактор ¹⁸²). Как показывает теория информации, одновременное наблюдение и последующее различение N спектральных элементов требует наложения на каждый из этих элементов некоторой модуляции, причем все N элементов должны быть модулированы взаимно ортогонально. Интерференционная модуляция, происходящая в интерферометре, удовлетворяет этому условию. Если выходной сигнал приемника, который должен быть пропорционален интенсивности излучения, подвергнуть гармоническому анализу, то тем самым будет выполнен взаимный анализ модуляции спектральных элементов и фактор Фелджеффа будет потерян. Если же, наоборот, ввести в анализатор всю интерферограмму целиком для каждой исследуемой частоты, то измерение отдельного спектрального элемента будет определяться его вкладом за время наблюдения T .

О различных методах фурье-спектроскопии написано много теоретических работ ¹⁸³⁻¹⁸⁶. Стронг, Ванассе и Гебби применили принцип интерференционной модуляции к субмиллиметровой области спектра ¹⁸⁷⁻¹⁸⁹. Оказывается, что для этой области особенно подходят два типа интерферометров: классический интерферометр Майкельсона и интерференционный модулятор с ламеллярной решеткой (ламеллярный интерферометр). Интерферометр Майкельсона описан Гебби ¹⁹⁰, а ламеллярный интерферометр — Стронгом и Ванассе ^{183, 191}. В настоящее время разработан целый ряд интерферометров для субмиллиметровой области спектра: интерферометры Майкельсона ^{192, 160, 193, 151}, ламеллярные интерферометры ^{160, 173}, причем последний ¹⁷³ имеет наибольшую в настоящее время разрешающую силу.

В интерферометре Майкельсона оба интерферирующих пучка получаются в результате однократного амплитудного разделения, в ламеллярном же интерферометре (рис. 8) применяется дробление волнового фронта.

В *фурье-спектроскопии* единственная измеряемая функция — это интерферограмма. Ее можно вычислить, рассматривая деление пучков в интерферометре Майкельсона¹⁸² или в ламеллярном интерферометре^{183, 194}. Неизвестный спектр, подлежащий анализу в интерферометре, имеет спектральную плотность интенсивности $E(k)$. Интенсивность на выходе идеального интерферометра

при разности хода x равна

$$I(x) = \frac{1}{2} I(0) + F(x) = \\ = \frac{1}{2} I(0) - \int_0^{\infty} E(k) \cos kx \, dk,$$

где $k = 2\pi\nu$. Так как $E(k)$ и интерферограмма $F(x)$ представляют собой фурье-пару, то искенный спектр $E(k)$ может быть получен с помощью преобразования

$$E(k) = \frac{2}{\pi} \int_0^{\infty} F(x) \cos kx \, dx.$$

Однако в действительности мы можем найти лишь приближенное значение $E'(k)$ спектра $E(k)$, и вот по каким причинам. Во-первых, интерферограмму можно измерить только до некоторой конечной максимальной разности хода x_{\max} . Во-вторых, только численный анализ $F(x)$ позволяет в настоящее время полностью использовать фактор Фелдхетта^{188, 194}. Таким образом, при вычислении $E(k)$ необходимо подставлять значения интерферограммы $F(x)$, соответствующие всем приращениям Δx разности хода (выборки) x . Вследствие этого интерферограмма перестает быть непрерывной, но представляет собой множество точек, измеренных при большом числе приращений Δx разности хода. Тогда $E'(k)$ принимает вид^{151, 193}

$$E'(k) = \frac{2}{\pi} \left[\frac{1}{2} F(0) + \int_{n=1}^{n=x_{\max}/\Delta x} F(n \Delta x) \cos (kn \Delta x) \Delta x \right].$$

Оба указанных экспериментальных ограничения имеют для практической фурье-спектроскопии серьезное значение; последствия этих ограничений будут обсуждены ниже.

Разрешаемый спектральный интервал $\Delta\nu$, достижимый с помощью интерферометра, тесно связан с потерей информации в области $x > x_{\max}$. Связь между $\Delta\nu$ и x_{\max} для случая точечного источника излучения и идеального интерферометра можно найти следующим образом. Пусть спектр $E(k)$ состоит из единственной строго монохроматической линии при частоте $\nu_1 = k_1/2\pi$; тогда интерферограмма выразится так:

$$I(x) = a(1 + \cos k_1 x).$$

Обратное преобразование

$$E'(k) = \int_0^{x_{\max}} a(1 + \cos k_1 x) \cos kx \, dx$$

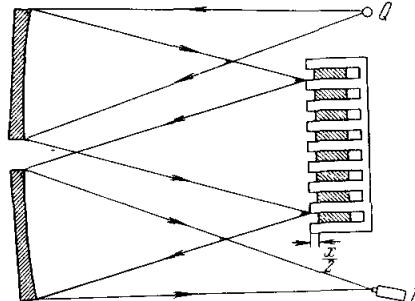


Рис. 8. Ход лучей в интерферометре с ламеллярной решеткой.
 x — переменная глубина решетки, Q — источник излучения, D — приемник.

дает в окрестности линии $k \approx k_1$ единственную компоненту

$$E' (k \approx k_1) = \frac{ax_{\max}}{2} \frac{\sin(k_1 - k)x_{\max}}{(k_1 - k)x_{\max}},$$

имеющую вид дифракционной функции $\sin x/x$. Эта аппаратная функция описывает спектр на выходе прибора, когда на его вход падает монохроматическое излучение с $k = k_1$. На практике стремятся к получению наилучшей спектральной разрешающей силы, т. е. к достижению минимальной ширины аппаратной функции. Первый нуль аппаратной функции определяется из соотношения

$$k_1 - k = \Delta k = \pi/x_{\max}.$$

Ширина аппаратной функции Δk , таким образом, пропорциональна $1/x_{\max}$ и уменьшается с ростом x_{\max} . Следовательно, максимальная теоретическая разрешающая сила интерферометра пропорциональна обратной величине максимальной разности хода между интерферирующими пучками. Этот результат справедлив для всех типов спектрометров, ибо теоретическая разрешающая сила A_g решетки в дифракционном спектрометре определяется разностью хода между лучами, дифрагировавшими на крайних штириах решетки. Если ширину аппаратной функции определять по точкам половинной интенсивности, то минимальный теоретический разрешаемый интервал равен

$$\Delta v = 1/x_{\max}.$$

При определении разрешающей силы по Рэлею (две линии одинаковой интенсивности разрешаются, если максимум интенсивности одной линии совпадает с минимумом интенсивности другой) минимальный разрешаемый интервал равен

$$\Delta v = 0,72/x_{\max}.$$

Практически достижимые разности хода лежат между 10 и 16 см. Поэтому теоретический предел разрешения идеального интерферометра заключается в пределах 0,1—0,063 см⁻¹. Перемещение зеркал на расстояние более 8 см связано с трудностями¹⁷³; кроме того, из-за конечных размеров источников излучения возникают неизбежные потери интенсивности¹⁸⁴. Аппаратная функция $\sin x/x$, помимо главного максимума при $x = 0$, имеет побочные максимумы и отрицательные минимумы. Главный максимум определяет разрешающую силу; появление же побочных максимумов и областей отрицательных значений аппаратной функции может ухудшить чистоту спектра.

Отрицательные значения аппаратной функции можно устраниТЬ введением *аподизации*, т. е. умножением $I(x)$ на аподизирующую функцию^{183, 185, 195, 196}. Линейная аподизирующая функция

$$A(x) = 1 - (x/x_{\max}) \quad (0 < x < x_{\max})$$

позволяет перейти к аппаратной функции дифракционного спектрометра

$$[\sin(x/2)/(x/2)]^2,$$

которая уже не имеет отрицательных значений. Однако применение аподизирующей функции или аподизирующей пластины ухудшает теоретическую разрешающую силу. Линейная аподизация уменьшает разрешающую силу в $\sqrt{2}$ раз, зато аподизированная интерферограмма дает менее «зашумленный» спектр. Такая связь между аподизацией и разрешающей силой имеет общий характер. Улучшить отношение сигнала к шуму можно, в принципе, только ценой потери разрешающей силы¹⁹⁷. Применение

различных аподизирующих функций и их влияние на спектры рассмотрено в работе Ллевеллин-Джонса¹⁸⁸.

Обратное преобразование $I(x)$ в $E(k)$ может быть выполнено и с помощью аналоговых вычислительных машин, однако сейчас в большинстве случаев для этого пользуются цифровыми машинами. Минимальное количество измеренных в эквидистантных точках значений интерферограммы, необходимое для оптимального нахождения $E'(2\pi\nu)$, определяется теоремой отсчетов *) из теории информации¹⁹⁹. Полная информация о спектре $E(2\pi\nu)$ в области $0 < \nu < \nu_{\max}$, заключенная в интерферограмме $I(x)$, может быть извлечена из нее, если значения $I(x)$ измерены с шагом $\Delta x \leq 1/2\nu_{\max}$. Теорема отсчетов требует, чтобы при экспериментально реализуемом конечном шаге измерений Δx истинный спектр был ограничен частотой ν_{\max} .

В связи с конечной величиной шага $\Delta x = 1/2\nu_{\max}$ спектр $E(k)$ можно периодически продолжить: $E(-k) = E(k)$ и $E[(k + nk)_{\max}] = E(k)$. При этом, однако, нужно иметь в виду, что из-за «процессов обращения» Пайерлса²⁰⁰ область действительных частот $\nu^* > \nu_{\max}$ порождает ложные линии в области $0 < \nu < \nu_{\max}$ восстановленного спектра $E'(k)$. Поэтому восстановленный спектр $E'(2\pi\nu)$ на частотах ν имеет искажения интенсивности, происходящие от действительных частот $\nu^* = \nu_{\max} \pm \nu$.

Для получения однозначного спектра $E'(2\pi\nu)$ необходимо, таким образом, на истинный спектр $E(2\pi\nu)$ наложить условие

$$E(2\pi\nu) = 0 \text{ при } \nu > \nu_{\max}.$$

На практике это делается с помощью отражательных или поглощающих фильтров.

Выбор величины ν_{\max} в достаточной степени произведен и в большинстве случаев определяется имеющимися фильтрами. В особенности это относится к интерферометру Майкельсона, для которого выбор делителя пучков ограничен фактически только пленкой из майлара. В общем случае ν_{\max} определяется максимумами поглощения в делителе пучков¹⁵¹. Для ламеллярного интерферометра ν_{\max} выбирается между 100 см^{-1} и 125 см^{-1} , что соответствует наибольшему шагу изменения разности хода (Δx)_{max} от 40 мкм до 50 мкм . Рекомендуется¹⁸⁵ применять шаг (Δx)_{max}/5. Наименьшие применяемые величины шага составляют, по-видимому, 10 мкм ¹⁷³ и 8 мкм ^{151, 183}, что дает возможность получать спектры от 0 до $\nu_{\max} = 1/2\Delta x$, т. е. от 0 до 625 см^{-1} . Однако спектры в столь широкой области могут лишь играть роль обзорных, так как увеличение ν_{\max} повышает фотонный шум приемника и, таким образом, ухудшает отношение сигнала к шуму.

Время получения интерферограммы зависит от количества точек, в которых она измеряется, а также от требуемой разрешающей силы. Для разрешения интервала $\Delta\nu = 0,09 \text{ см}^{-1}$ при шаге $\Delta x = 30 \text{ мкм}$ необходимо примерно 3700 точек измерения. Если учесть время интегрирования на каждом шаге от 2 до 8 сек, а также «мертвое время», в течение которого глубина ламеллярной решетки изменяется на величину шага Δx , то полное время измерения оказывается близким к 6 часам. Вычислительная машина IBM-7094 требует для обработки 6250 точек $E'(k)$ по методу Формана²⁰¹ около 24 минут. Таким образом, спектр $E'(k)$ получается примерно за 6,5 часа. В тех случаях, когда необходимо исследовать лишь узкий спектральный интервал $\Delta\nu$ с высоким разрешением из-за относительно большого времени получения спектра, интерферометр может оказаться менее удобным, чем дифракционный спектрометр.

*) Эта теорема доказана В. А. Котельниковым и в советской литературе носит его имя. (Прим. ред.)

Метод устранения этого недостатка, предложенный Холлом²⁰², основывается на следующих рассуждениях. Число точек измерения интерферограммы пропорционально полосе частот $\Delta\nu$, пропускаемой фильтрами¹⁸⁵. Если из спектра $E'(k)$ удается выделить интервал $\Delta\nu$, то число точек измерения можно значительно уменьшить. Для примера возьмем следующие цифры: $\Delta\nu = 1 \text{ см}^{-1}$, $\Delta\nu = 0,1 \text{ см}^{-1}$. По теореме отсчетов получаем $\Delta x = 0,5 \text{ см}$. Для получения заданного разрешения нужно $x_{\max} = 10 \text{ см}$. Таким образом, необходимо измерить интерферограмму в 21 точке, что потребует времени около 5 минут без учета «мертвого времени» интерферометра. При этом обеспечивается фактор выигрыша Фелджеффа $x_{\max}/\Delta x > 4$. Описанный метод может дать значительную экономию времени. Подобные рассуждения, однако, имеют чисто теоретический характер, ибо узкополосные фильтры в субмиллиметровой области отсутствуют, несмотря на большие усилия по разработке интерференционных фильтров^{203, 204}. Если бы существовали интерференционные фильтры с полосой пропускания 1 см^{-1} , то спектральный интервал $\Delta\nu$ можно было бы исследовать с помощью интерферометра Фабри — Перо с лучшим разрешением и много меньшими затратами, нежели с помощью ламеллярного интерферометра.

Проблема *шумов* в фурье-спектроскопии обстоятельно исследована^{185, 205}. Впрочем, эти исследования относятся исключительно к общему случаю, когда шум накладывается на интерферограмму *аддитивно*. В таких условиях величина R — отношение сигнала к шуму в спектре $(S/N)_S$, деленное на такое же отношение в интерферограмме $(S/N)_I$, — равна¹⁸⁵

$$R = (A/2) \sqrt{T/\tau},$$

где A — численный множитель, зависящий от аподизирующей функции. Без аподизации $A = 1$, для линейной аподизации $A = 0,87$. T означает время измерения всей интерферограммы, а τ — постоянную времени электрического фильтра, примененного при непрерывном измерении интерферограммы $I(x)$. При $A = 1$, $T = 6$ часов, $\tau = 8$ сек получается, например, $R = 25$. Чем больше время измерения интерферограммы T , тем лучше отношение $(S/N)_S$ по сравнению с $(S/N)_I$. При измерении интерферограммы $I(x)$ в отдельных точках сигнал, соответствующий каждому интервалу, усредняется во времени. Приведенное выше рассмотрение справедливо также и для этого случая¹⁸⁵. Например, пульсации с частотой v_1 порождают ложную линию при $k = 2\pi v_1$ в восстановленном спектре $E'(k)$.

При длительных измерениях на интерферограмме сказываются нестабильности электронных схем, вызванные колебаниями температуры, а также колебания интенсивности источника излучения. Эти колебания модулируют сигнал интерферограммы и потому представляют собой *мультипликативную* помеху. В качестве примера рассмотрим влияние флюктуаций усиления за время измерения T на восстановленный спектр $E'(k)$.

Пусть задан спектр, изображенный на рис. 9:

$$E(k) = F_Q R(k, 0, k_{\max}) - F_1 R(k, k_1 - \beta, k_1 + \beta),$$

где $R(k, k_u, k_0)$ — прямоугольная функция, т. е.

$$R(k, k_u, k_0) = \begin{cases} \frac{1}{k_0 - k_u} & \text{при } k_u \leq k \leq k_0, \\ 0 & \text{при } k < k_u, k > k_0, \end{cases}$$

а F_Q и F_1 означают площади соответственно спектра источника и линии поглощения. Интерферограмма такого спектра имеет вид

$$I(x) = \int_0^{k_{\max}} E(k) \cos kx dx = F_Q \frac{\sin k_{\max}x}{k_{\max}x} - F_1 \frac{\sin \beta x}{\beta x} \cos k_1 x,$$

где x — линейная функция времени t . Функции вида $\sin x/x$ отражают «прямоугольность» спектров, а функция $\cos k_1 x$ — положение линии поглощения. Флуктуирующее во времени усиление $A(t) = A(t(x)) = A(x)$ можно представить рядом Фурье

$$A(x) = A_0 [1 + \sum_{n=1}^{\infty} (a_n \cos nqx + b_n \sin nqx)],$$

где $q = 2\pi/x_{\max}$; A_0 — постоянный коэффициент усиления, который мы положим равным единице. Функция $A(x) = 1$ описывает флуктуации усиления около среднего значения $A_0 = 1$ и имеет период x_{\max} . Изменяющееся усиление модулирует интерферограмму, так что мы регистрируем уже не $I(x)$, а эффективную интерферограмму

$$I_{\text{эфф}}(x) = A(x) I(x).$$

Для исследования влияния флуктуаций $A(x) = 1$ на $E(k)$ нужно выполнить обратное преобразование

$$E_R(k) = \int_0^{\infty} I_{\text{эфф}}(x) \cos kx dx.$$

Выражением $E_R(k) \approx E(k)$ мы отмечаем, что новая спектральная функция $E_R(k)$ обнаруживает определенные изменения относительно истинной спектральной функции $E(k)$. Обратное преобразование приводит к выражению

$$E_R(k) - E(k) = \sum_{n=1}^{\infty} [a_n N_n(k) + b_n N'_n(k)],$$

где

$$N_n(k) = F_Q R(k, nq - k_{\max}, nq + k_{\max}) - F_1 R(k, k_1 + nq - \beta, k_1 + nq + \beta)/2 - F_1 R(k, k_1 - nq - \beta, k_1 - nq + \beta)/2$$

и

$$N'_n(k) = \frac{F_Q}{4k_{\max}} \ln \left[\left(\frac{k + k_{\max} + nq}{k + k_{\max} - nq} \right) \left(\frac{k - k_{\max} - nq}{k - k_{\max} + nq} \right) \right] - \frac{F_1}{8\beta} \ln \left[\left(\frac{k + k_1 - nq - \beta}{k + k_1 + nq - \beta} \right) \left(\frac{k + k_1 + nq + \beta}{k + k_1 - nq + \beta} \right) \left(\frac{k - k_1 - nq - \beta}{k - k_1 + nq - \beta} \right) \left(\frac{k - k_1 + nq + \beta}{k - k_1 - nq + \beta} \right) \right].$$

Вид функций $N_n(k)$ и $N'_n(k)$ показан на рис. 9. Член $a_n N_n(k)$ порождает в спектре $E_R(k)$ два эффекта: медленные флуктуации интенсивности, меняющие лишь общий ход $E(k)$, и две новые линии поглощения шириной 2β и площадью $1/2 a_n F_1$. Из-за существования полюсов члена $N'_n(k)$ в спектре $E_R(k)$ появляются пики интенсивности, лежащие по обе стороны линии

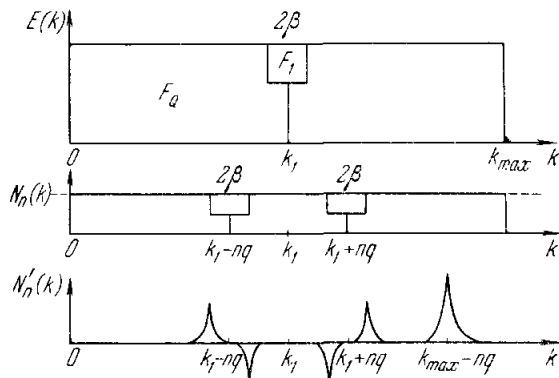


Рис. 9. Влияние флуктуаций усиления на восстановленный спектр.

$E(k)$ — заданный истинный спектр; $N_n(k)$ и $N'_n(k)$ — помехи, возникающие после обратного преобразования $E(k)$.

поглощения $k = k_1$ ($k = k_1 \pm nq$). Поэтому при оценке шумов и разрешающей силы в фурье-спектре необходимо рассматривать не только собственно спектральные линии, но и их далекие окрестности.

На практике измерение интерферограммы обрывается при $x = x_{\max}$, и мы должны рассматривать интеграл

$$E'_R(k) = \int_0^{x_{\max}} I_{\text{эфф}}(x) \cos kx dx.$$

Члены типа $N_n(k)$ порождают уже рассмотренный эффект аппаратной функции вида $\sin x/x$. Что касается членов типа $N'_n(k)$, то из-за изменения пределов интегрирования

$$\int_0^{x_{\max}} I_{\text{эфф}}(x) \cos kx dx = \int_0^{\infty} I_{\text{эфф}}(x) \cos kx dx - \int_{x_{\max}}^{\infty} I_{\text{эфф}}(x) \cos kx dx$$

они дают теперь добавочный вклад за счет второго интеграла. В приближении

$$\int_x^{\infty} \frac{\cos x}{x} dx \approx \frac{\sin x}{x} \quad (x \gg 1)$$

получаем дополнительный вклад

$$-\frac{F_Q}{4k_{\max}} \sum_{n=1}^{\infty} b_n \left[\frac{\sin(k_{\max} + nq + k)x_{\max}}{(k_{\max} + nq + k)x_{\max}} + \dots \right],$$

где многоточием обозначены аналогичные функции вида $\sin x/x$. Так как наше приближение справедливо лишь при больших значениях x , этими дополнительными членами можно пренебречь. Ограничение верхнего предела интегрирования ничего, таким образом, не меняет по сравнению со случаем $x_{\max} = \infty$. Столь же мало влияет аподизация

$$E''_R(k) = \int_0^{x_{\max}} I_{\text{эфф}}(x) \left(1 - \frac{x}{x_{\max}} \right) \cos kx dx$$

на полюсы при $k = k_1 \pm nq$.

В литературе рассматриваются также и другие источники ошибок в фурье-спектроскопии^{185, 206}, в которые мы более вдаваться не будем.

Фурье-спектры с наивысшим разрешением опубликованы Холлом и др.¹⁷³. К сожалению, авторы приводят лишь узкие участки характерных спектральных областей, так что крылья линий, необходимые для оценки шумов, отсутствуют.

Из опубликованных данных и из частных сообщений мы делаем вывод, что спектральные разрешаемые интервалы (около $0,08 \text{ см}^{-1}$ при 35 см^{-1}), достигнутые к настоящему времени с помощью дифракционных спектрометров и фурье-спектрометров, сравнимы^{180, 167, 173, 202, 207}. В качестве примеров можно упомянуть триплет H_2O при $38,50 \text{ см}^{-1}$ ^{160, 167, 173} и дублет при $59,9 \text{ см}^{-1}$ ^{173, 207}. Этот вывод соответствует нашему утверждению, опубликованному ранее¹⁸⁷, что в далекой инфракрасной области нет различий в разрешающей силе между дифракционными спектрометрами и интерферометрами.

3. Интерферометр Фабри — Перо

В эталонах Фабри — Перо для видимой и инфракрасной областей спектра два плоских параллельных друг другу зеркала, благодаря много-кратным отражениям, делят падающий параллельный пучок лучей на бесконечное множество вторичных интерферирующих пучков. Если пучок падает на интерферометр под углом α к его оси, то для излучения с длиной волны λ после интерферометра наблюдаются максимумы интенсивности в соответствии с соотношением

$$2nx \cos \alpha = m\lambda,$$

где x — переменное расстояние между зеркалами интерферометра, n — показатель преломления среды, заключенной между зеркалами, и $m = 1, 2, 3, \dots$. Интерферометр позволяет изменять длину волны пропускания путем изменения n, α или x , причем изменение x предъявляет весьма жесткие требования к механике интерферометра.

Для интерферометров Фабри — Перо в субмиллиметровой области спектра необходимы пластины или отражающие плоскости, которые удовлетворяют условиям, определяемым функцией пропускания Эйри ^{203, 213}. В частности, этим условиям удовлетворяют тонкие металлические сетки, травленые или проволочные (рис. 10) ^{214—216, 238, 239}.

Разрешающая сила A_F интерферометра Фабри — Перо, вследствие ее зависимости от порядка интерференции m , тесно связана с контрастом (fineness) интерферометра

$$F = \frac{\pi}{2 \arcsin [(1-R)/\sqrt{R}]} \approx \frac{\pi \sqrt{R}}{1-R},$$

где R — спектральная отражательная способность зеркал (сеток) интерферометра. Точность приближения здесь лучше 3% для $R \geq 0,6$. Разрешающая сила A_F или, что то же самое, добротность Q определяется, по существу, соотношением

$$A_F = Q = \lambda/\Delta\lambda = mF.$$

Таким образом, получить высокую разрешающую силу можно, в принципе, увеличивая порядок интерференции m и контраст F . На практике выбор обеих величин диктуется мощностью источника излучения и имеющимися фильтрами.

Для медной сетки с квадратными отверстиями (рис. 10) при $\lambda/d > 1,5$ и $d/a \gg 1$ (d — постоянная сетки, $d = 2a$ — размер отверстия) можно пренебречь коэффициентом поглощения A ²²⁰ и дифракционными эффектами ²¹³. В этом случае $T + R = 1$ (T — пропускание) и сетки обладают характеристиками на рис. 11, рассчитанными для нормального падения излучения на сетку толщиной 6 мкм. По графику величины F в функции λ/d можно, таким образом, сразу определить теоретическую разрешающую способность интерферометра. При заданной длине волны можно, меняя сетки, изменять разрешающую способность. Однако с ростом разрешающей способности поток излучения, пропускаемый интерферометром, уменьшается.

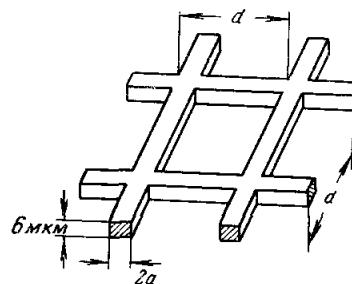


Рис. 10. Параметры металлических сеток, применяемых в интерферометрах Фабри — Перо.

Если интерферометр Фабри — Перо применить для анализа широких спектральных областей при высоких порядках интерференции, то различить разные порядки будет невозможно. Поэтому в m -м порядке интерференции можно исследовать лишь область

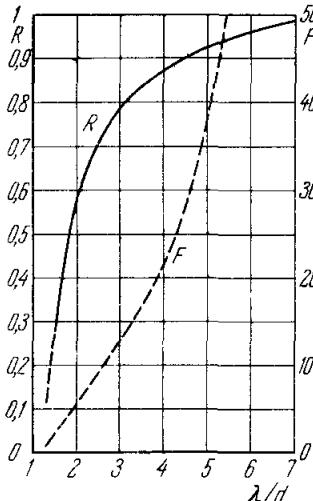


Рис. 11. Спектральная отражательная способность R и контраст F металлических сеток в функции λ/d ²¹³.

стей с узкими интенсивными линиями излучения. Так как в этом случае обе величины m и F могут варьироваться в широких пределах, можно достичь разрешающей силы, недоступной с помощью спектрометров других типов. Например, интерферометр можно применить к анализу сложных спектров излучения газовых лазеров в субмиллиметровой области спектра^{99,219}. Интерферограмма на рис. 12 представляет собой наложение различных типов колебаний резонатора лазера на CH_3SCN для длин волн $\lambda = 0,3366 \text{ м.м.}$ и $\lambda' = 0,3361 \text{ м.м.}$. На рис. 12 показаны также порядки интерференции этих линий от 146-го до 149-го в интерферометре Фабри — Перо. В порядках 146 и 147 длина резонатора лазера выбрана так, что для волны λ генерация происходит на типе колебаний TEM_{01} , а для волны λ' — на типе колебаний TEM_{00} *). При переходе от 147-го к 148-му порядку длина резонатора лазера несколько изменяется, и в порядках 148 и 149 генерируется лишь волна λ на типе колебаний TEM_{01} . В этом эксперименте разрешаю-

$\lambda_0 < \lambda < \lambda_0 (1 + m^{-1})$. Из-за отсутствия узкополосных фильтров в субмиллиметровой области спектра и указанного условия интерферометр Фабри — Перо может работать здесь только в первом порядке. Поэтому увеличить разрешающую способность можно лишь увеличением F , т. е. увеличением отражательной способности. Так как при малой мощности источника излучения стремится к возможному большему коэффициенту пропускания интерферометра, необходимо найти компромиссное решение, исходя из мощности излучения и характеристик применяемого приемника. Практически достижимый минимальный разрешающий интервал равен $1,6 \text{ см}^{-1}$ ^{213, 217, 218} в области от 20 см^{-1} до 100 см^{-1} . Типичные параметры применяемых сеток таковы: $d = 50 \text{ мкм}$, $d/a = 8$ и толщина 8 мкм . Помимо указанных трудностей, разрешающая сила ограничена также и вследствие отклонений отражающих поверхностей от плоскости и параллельности ($\Delta x < \lambda F/4$).

Интерферометр Фабри — Перо наиболее пригоден для исследования ограниченных областей

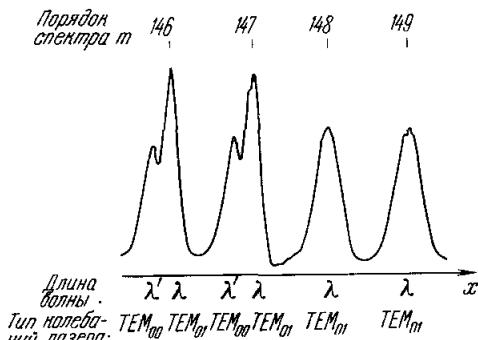


Рис. 12. Часть интерферограммы излучения лазера на CH_3SCN , полученной с помощью интерферометра Фабри — Перо.

Рабочие параметры лазера: давление $\text{CH}_3\text{SCN} 0,15 \text{ тор}$, импульсное питание с амплитудой 20 кв и частотой следования 6 ги , длина резонатора 363 см .

*) В недавно разработанной теории резонаторов для лазеров субмиллиметровой области¹⁰⁵ обозначения типов колебаний изменены.

щая сила составляет 675, теоретическая же разрешающая сила, рассчитанная по параметрам сеток и интерферометра ($d = 170 \text{ мкм}$, $F = 5$, $m = 146$), оказывается равной 730.

Проведенное рассмотрение позволяет выделить *характерные области применения трех различных типов спектрометров*:

Фурье-спектрометры особенно пригодны для исследования широких спектров, простирающихся на несколько октав.

Дифракционные спектрометры имеют преимущество в тех случаях, когда требуется изучать слабые спектральные линии в узких областях спектра в различных экспериментальных условиях.

Интерферометры Фабри — Перо оправдывают себя прежде всего в исследованиях излучения субмиллиметровых лазеров.

По спектральной разрешающей силе при применении обычных тепловых источников излучения между фурье-спектрометрами и дифракционными спектрометрами нет никакой существенной разницы.

Лаборатория физики твердого тела
Цюрихского политехнического института,
Швейцария

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. P. W. Kruse, L. D. McLaughlin, R. B. McQuistan, Elements of Infrared Technology, John Wiley and Sons, Inc., New York, 1962, ch. 2.
2. W. Brügel, Einführung in die Ultrarotspektroskopie, 2. Teil. Dr. Dietrich-Steinkopff-Verlag, Darmstadt, 1962, Kap. 1.
3. H. Rubens, O. Baeuer, Berl. Ber., 666 (1911).
4. H. Rubens, O. Baeuer, Phil. Mag. 21, 689 (1911).
5. J. Bohdansky, Zs. Phys. 149, 383 (1957).
6. F. Rössler, Zs. Phys. 139, 56 (1954).
7. G. Hettner, Zs. Phys. 131, 385 (1952).
8. P. D. Coleman, R. C. Becker, IRE Trans. MTT-7, 42 (1959).
9. I. Kaufman, Proc. IRE 47, 381 (1959).
10. P. D. Coleman, IEEE Trans. MTT-11, 271 (1963).
11. H. H. Klinger, STZ 58, 813, 833 (1961).
12. D. C. Foster, Proc. IEEE 54, 532 (1966).
13. J. Verweel, G. H. Plantinga, Philips Tech. Rundsch. 21, 1 (1959/60).
14. J. A. Klein, J. H. N. Loubser, A. H. Nethercot, C. H. Townes, Rev. Sci. Instr. 23, 78 (1952).
15. B. B. van Peren, Philips Tech. Rundsch. 21, 217 (1959/60).
16. S. Millman, Proc. IRE 39, 1035 (1951).
17. G. Convert, T. Yeo, B. Pasty, Proc. of the Symp. on Millimeter Waves, Brooklyn Polytech. Press, New York, 1959, стр. 313.
18. G. Convert, T. Yeo, P. C. Moutou, Congrès Intern. Tubes Hyperfréquences, La Haye, 1962.
19. H. Heynisch, Arch. elektr. Übertr. 14, 531 (1960).
20. F. Gross, Arch. elektr. Übertr. 15, 227 (1961).
21. D. T. Swift-Hook, A. Reddish, Proc. of the Symp. on Millimeter Waves, Brooklyn Polytech. Press, New York, 1959, стр. 261.
22. W. L. Dickson, C. C. Johnson, R. W. Grow, Proc. IRE 49, 1696 (1961).
23. K. K. Chow, R. H. Pantell, Proc. IRE 48, 1865 (1960).
24. P. D. Coleman, J. Appl. Phys. 28, 927 (1957).
25. I. Kaufman, P. D. Coleman, J. Appl. Phys. 28, 936 (1957).
26. P. D. Coleman, M. D. Sirkis, J. Appl. Phys. 26, 1385 (1955).
27. R. H. Pantell, P. D. Coleman, R. C. Becker, IRE Trans. ED-5, 167 (1958).
28. M. D. Sirkis, P. D. Coleman, J. Appl. Phys. 28, 944 (1957).
29. J. R. Baird, P. D. Coleman, IEEE Trans. MTT-11, 312 (1963).
30. I. Kaufman, H. G. Oltman, Conf. on Electron Devices Res., Minneapolis, Minn., June 27—29, 1962.
31. M. D. Sirkis, R. J. Strain, W. E. Kunz, J. Appl. Phys. 32, 2055 (1961).
32. V. Sells, F. C. Choo, E. Brannen, H. R. Froelich, Proc. IEEE 54, 552 (1966).
33. А. П. Гринберг, УФН 75, 421 (1961).

34. H. Froelich, E. Brannen, IEEE Trans. MTT-11, 288 (1963).
35. E. Brannen, Dept. of Phys., Univ. of West. Ontario, London, Canada, Rept. RMG-A-3, Grant AFOSR-297-65, 1964.
36. E. Brannen, Proc. IEEE 53, 2134 (1965).
37. B. B. van Iperen, W. Kuypers, Philips Tech. Rundsch. 26, 180 (1965).
38. B. B. van Iperen, W. Kuypers, Philips. Tech. Rep. 20, 462 (1965).
39. S. J. Smith, E. M. Purcell, Phys. Rev. 92, 1069 (1953).
40. W. W. Salisbury, Патент США № 2634372, 1953.
41. K. Ishiguro, T. Toko, Optica Acta 8, 25 (1961).
42. J. A. Bradshaw, Proc. Symp. on Millimeter Waves, Polytech. Press, New York, 1960, стр. 223.
43. Ф. С. Руцин, Г. Д. Богоомолов, Письма ЖЭТФ 4, 160 (1966).
44. R. Ulrich, Диссертация (Freiburg/Bг., 1965).
45. R. Ulrich, Zs. Phys. 194, 180 (1966).
46. P. D. Coleman, Proc. of the Symp. on Quasi-optics, Polytech. Press, New York, 1964, стр. 199.
47. P. D. Coleman, Microwaves, Proc. 4th Intern. Congress on Microwave Tubes, Cetrex Publ. Co., 1962, стр. 379.
48. R. J. Kenyon, Tech. Note 4, AF33(616)-7043, Ultramicrowave Lab., Univ. of Illinois, Urbana, Ill., 1962.
49. F. J. Rosenbaum, P. D. Coleman, IEEE Trans. MTT-11, 3026 (1963).
50. P. D. Coleman, C. Endersby, J. Appl. Phys. 31, 1699 (1960).
51. C. E. Endersby, Tech. Note 1, AF33(616)-7043, Ultramicrowave Lab., Univ. of Illinois, Urbana, Ill. (1961).
52. I. B. Bott, Phys. Lett. 14, 293 (1965).
53. G. E. Weibel, Symp. on Electronic Waveguides, New York, 1958, стр. 398.
54. H. O. Dresel, S. M. Stone, G. E. Weibel, Proc. 4th Intern. Congress on Microwave Tubes, 1962.
55. R. S. Ohl et al., Rev. Sci. Instr. 30, 765 (1959).
56. D. J. Knight, D. Walsh, Proc. 4th Intern. Congress on Microwave Tubes, Cetrex Publ. Co., 1962.
57. J. H. Krenz, G. S. Kino, Rep. No. 948, Microwave Lab., Stanford Univ., 1962.
58. C. B. Swan, Proc. IRE 49, 1941 (1961).
59. R. M. Hornreich, S. Shtrikman, IEEE Trans. MAG-2, 292 (1966).
60. I. Bady, IRE Trans. MTT-10, 55 (1962).
61. D. D. Douthett, J. Appl. Phys. 32, 3132 (1961).
62. R. L. Jepsen, J. Appl. Phys. 32, 2627 (1961).
63. W. P. Ayres, IRE Trans. MTT-7, 62 (1959).
64. M. Di Domenico, Jr., et al., J. Appl. Phys. 33, 1697 (1962).
65. W. C. Eppers, J. Appl. Phys. 33, 1608 (1962).
66. A. H. Nethercot, Jr., Phys. Rev. Lett. 7, 226 (1961).
67. J. R. Fontana, Advances in Quantum Electronics (J. R. Singer, Ed.), Columbia Univ. Press, New York, 1961, стр. 612.
68. M. A. Burrus, W. Gordy, Phys. Rev. 93, 897 (1954).
69. G. Cowan, W. Gordy, Phys. Rev. 104, 551 (1956).
70. G. Jones, W. Gordy, Phys. Rev. 135, A295 (1964).
71. G. Jones, W. Gordy, Phys. Rev. 136, A1229 (1964).
72. K. D. Froome, Quantum Electronics, vol. 2 (P. Grivet, N. Bloembergen, Eds.), 1962, стр. 1527.
73. K. D. Froome, Nature 193, 1169 (1962).
74. P. H. Knapp, D. H. Martin, Proc. IEEE 54, 528 (1966).
75. P. H. Knapp, Диссертация (Univ. of London, London, England, 1965).
76. D. P. Devor, IEEE Trans. MTT-11, 251 (1963).
77. D. P. Devor, I. J. D'Haenens, C. K. Asawa, Quantum Electronics, Proc. 3rd Intern. Congress, Columbia Univ. Press, New York, 1964.
78. F. S. Barnes, Quantum Electronics (C. H. Townes, Ed.), Columbia Univ. Press, New York, 1960, стр. 57.
79. P. Grivet, N. Bloembergen, Quantum Electronics, Proc. 3rd Intern. Congress, Columbia Univ. Press, New York, 1964, ch. 3.
80. Г. М. Зверев, А. М. Покоров, А. К. Шевченко, Quantum Electronics, Proc. 3rd Intern. Congress, Columbia Univ. Press, New York, 1964, стр. 963.
81. S. Foner, L. R. Moom, A. Mayeur, Phys. Rev. Lett. 3, 36 (1959).
82. S. Foner, J. Appl. Phys. 31, 742 (1960).
83. W. E. Hughe, Bull. Am. Phys. Soc. 7, 445 (1962).
84. H. A. Gebbie, N. W. B. Stone, W. Slough, J. E. Chamberlain, Nature 211, 62 (1966); H. A. Gebbie, F. D. Findlay, N. W. B. Stone, J. A. Ross, Nature 202, 169 (1964); H. A. Gebbie, N. W. B. Stone, F. D. Findlay, Nature 202, 685 (1964).

85. C. K. N. Patel, W. L. Faust, R. A. McFarlane, C. G. B. Garrett, Proc. IEEE **52**, 713 (1964).
86. L. E. S. Mathias, A. Crocker, Phys. Lett. **13**, 35 (1964).
87. W. J. Witteman, R. Bleekrode, Phys. Lett. **13**, 126 (1964).
88. L. E. S. Mathias, A. Crocker, M. S. Wills, Electronics Lett. **1**, 45 (1965); L. E. S. Mathias, A. Crocker, M. S. Wills, SERL Tech. J. **17**, № 3 (1967).
89. H. Steffen, J. Steffen, J.-F. Moser, F. K. Kneubühl, Phys. Lett. **20**, 20 (1966).
90. G. T. Flesher, W. M. Müller, Proc. IEEE **54**, 543 (1966).
91. W. M. Müller, G. T. Flesher, Appl. Phys. Lett. **8**, 217 (1966); **9**, 218 (1966).
92. J. Steffen, H. Steffen, J.-F. Moser, F. K. Kneubühl, Zs. angew. Math. Phys. **17**, 470 (1966).
93. H. Steffen, J. Steffen, J.-F. Moser, F. K. Kneubühl, Phys. Lett. **21**, 425 (1966).
94. H. Steffen, P. Schwaller, J.-F. Moser, F. K. Kneubühl, Phys. Lett. **23**, 313 (1966).
95. W. M. Müller, G. T. Flesher, Appl. Phys. Lett. **10**, 93 (1967).
96. W. Q. Jeffers, P. D. Coleman, Proc. IEEE **55**, 1222 (1967).
97. H. Steffen, J.-F. Moser, F. K. Kneubühl, J. Appl. Phys. **38**, 3410 (1967); P. Schwaller, H. Steffen, F. K. Kneubühl, Zs. angew. Math. Phys. **18**, 594 (1967).
98. D. R. Lide, A. G. Makai, Appl. Phys. Lett. **11**, 62 (1967).
99. L. O. Hocker, A. Javan, Phys. Lett. **25A**, 489 (1967).
100. L. O. Hocker, A. Javan, Appl. Phys. Lett. **12**, 124 (1968); A. G. Makai, Appl. Phys. Lett. **12**, 122 (1968).
101. B. Hartmann, B. Kleemann, Appl. Phys. Lett. **12**, 168 (1968); W. S. Benedict, Appl. Phys. Lett. **12**, 170 (1968); M. A. Pollack, W. J. Tomlinson, Appl. Phys. Lett. **12**, 173 (1968); M. A. Pollack, L. Frenkel, T. Sullivan, Phys. Lett. **26A**, 381 (1968).
102. D. Marcuse, J. Appl. Phys. **32**, 743 (1961).
103. L. R. Momo, R. A. Myers, S. Foner, J. Appl. Phys. **31**, 443 (1960).
104. W. E. Hughes, Proc. IRE **50**, 1691 (1962).
105. H. Steffen, F. K. Kneubühl, IEEE, J. Quantum Electr. (1969).
106. B. G. Bosch, H. Pollmann, Int. Elektron. Rundsch. **20**, 497, 590 (1966).
107. J. B. Gunn, IBM J. Res. Dev. **8**, 141 (1964).
108. A. G. Foyt, A. L. McWhorter, IEEE Trans. ED-**13**, 79 (1966).
109. T. B. Ramachandran, см. A. Uhlir, Electron. Design **14**, 67 (1966); C. Hills, P. N. Butcher, Int. Electron. Devices Meet., Washington D. C., 1965; Electronic. Eng. **25**, 27 (1966).
110. J. Phys. Soc. Japan **21**, Suppl. (1966); Proc. Int. Conf. on the Physics of Semicond., Kyoto, 1966; P. N. Butcher, Rep. Progr. Phys. **30**, 97 (1967); B. W. Knight, G. A. Peterson, Phys. Rev. **155**, 393 (1967).
111. G. W. Ludwig, M. Awen, J. Appl. Phys. **38**, 5326 (1967).
112. D. G. Dow, C. H. Mosher, A. B. Vane, Int. Electron. Devices Meet., Washington, D. C., 1965; R. Dobriner, Electron. Design **18**, 17 (1966); **14**, 28 (1966).
113. P. Das, R. Bharat, Appl. Phys. Lett. **11**, 386 (1967).
114. J. A. Copeland, Bell Syst. Tech. J. **46**, 284 (1967).
115. H. F. Mataré, Int. Elektron. Rundsch. **20**, 401, 447 (1966).
116. B. D. Josephson, Phys. Lett. **1**, 251 (1962).
117. D. N. Langenberg, D. J. Scalapino, B. N. Taylor, R. E. Eck, Phys. Rev. Lett. **15**, 294 (1965).
118. A. H. Dauem, C. G. Grimes, Appl. Phys. Lett. **9**, 47 (1966).
119. А. А. Глаголева-Аркадьева, Zs. Phys. **24**, 153 (1924).
120. W. Eckhardt, Zs. Phys. **160**, 121 (1960).
121. J. P. Cooley, J. H. Rohrbaugh, Phys. Rev. **67**, 296 (1945).
122. R. Hutter, Proc. IEEE **52**, 411 (1964).
123. B. J. Elliott, T. Schaug-Pettersen, H. J. Shaw, J. Appl. Phys. Suppl. **31**, 400S (1960).
124. M. R. Stiglitz, F. R. Morgenhaler, J. Appl. Phys. Suppl. **31**, 37S (1960).
125. А. П. Александров, В. И. Ханин, Э. Г. Ящина, ЖЭТФ **38**, 1334 (1960).
126. H. J. Shaw, B. J. Elliott, K. J. Harker, A. Karp, J. Appl. Phys. **37**, 1060 (1960).
127. K. J. Harker, H. J. Shaw, J. Appl. Phys. **35**, 902 (1964).
128. P. M. Richards, H. J. Shaw, J. Appl. Phys. **35**, 187 (1964).
129. E. Schlömann, J. Appl. Phys. **33**, 2822 (1962).

130. K. J. Harker, H. J. Shaw, *Microwave Lab. Rep.* № 1365, Stanford Univ., 1965.
131. B. J. Elliott, T. Schaug-Pettersen, H. J. Shaw, *IRE Trans. MTT-9*, 92 (1961).
132. L. E. Dickens, *IEEE Trans. MTT-15*, 32 (1967).
133. T. O. Poehler, J. R. Appel, A. K. Hochberg, *Appl. Phys. Lett.* **10**, 244 (1967).
134. P. A. Hart, *Philips Res. Rep.* **22**, 77 (1967).
135. R. Mereditz, F. L. Warner, *IRE Orlando Millimeter and Submillimeter Conf.*, Orlando, Fla., 1963.
136. E. H. Putley, *J. Sci. Instr.* **43**, 857 (1966).
137. *Appl. Opt.* **4**, № 6 (1965).
138. R. C. Jones, *Proc. IRE* **47**, 1495 (1959).
139. E. H. Putley, *Proc. IEEE* **51**, 1412 (1963).
140. S. Deb, *J. Sci. Industr. Res.* **24**, 398 (1965).
141. С. И. Аверков, В. Я. Рядов, *Изв. вузов, радиофизика* **2**, 697 (1959).
142. M. J. E. Golay, *Rev. Sci. Instr.* **18**, 347 (1947).
143. M. J. E. Golay, *Rev. Sci. Instr.* **18**, 357 (1947).
144. M. J. E. Golay, *Rev. Sci. Instr.* **20**, 816 (1949).
145. W. Woltersdorff, *Zs. Phys.* **91**, 230 (1934).
146. K. Hennrich, W. Lammann, W. Witt, *Infrared Phys.* **6**, 123 (1966).
147. Р. Смит, Р. Джонс, Р. Чесмер, *Обнаружение и измерение инфракрасного излучения*, ИЛ, М., 1959, гл. 3.
148. R. C. Jones, *J. Opt. Soc. Am.* **43**, 1 (1953).
149. P. L. Richards, M. Tinkham, *Phys. Rev.* **119**, 575 (1960).
150. W. S. Boyle, K. F. Rodgers, *J. Opt. Soc. Am.* **49**, 66 (1959).
151. C. H. Perry, R. Geick, E. F. Young, *Appl. Opt.* **5**, 1171 (1966).
152. C. H. Perry, *MIT Res. Lab. Electron., Quart. Progr. Rep.* № 70, стр. 19, 1963.
153. P. L. Richards, *8th Europ. Congr. on Molec. Spectroscopy*, Copenhagen, 1965.
154. P. L. Richards, *Appl. Opt.* (в печати).
155. D. H. Martin, D. Bloom, *Cryogenics* **1**, 159 (1961).
156. F. J. Low, *J. Opt. Soc. Am.* **51**, 1300 (1961).
157. P. L. Richards, *Proc. Far Infrared Phys. Symp.*, Riverside, Calif., 1964.
158. R. G. Wheeler, J. C. Hill, *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 657 (1966).
159. R. T. Hall, частное сообщение, 1966.
160. P. L. Richards, *J. Opt. Soc. Am.* **54**, 1474 (1964).
161. P. Bratt, W. Engeler, H. Levinstein, A. McRae, J. Pehek, *Infrared Phys.* **1**, 27 (1961).
162. E. H. Putley, *J. Phys. Chem. Solids* **22**, 241 (1961).
163. S. J. Fray, J. F. Oliver, *J. Sci. Instr.* **36**, 195 (1959).
164. E. H. Putley, *Appl. Opt.* **4**, 649 (1965).
165. M. A. Kinch, B. V. Rollin, *Brit. J. Appl. Phys.* **14**, 672 (1963).
166. F. K. Kneubühl, J.-F. Moser, H. Steffen, *Helv. Phys. Acta* **37**, 596 (1964).
167. F. K. Kneubühl, J.-F. Moser, H. Steffen, *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 760 (1966); *Appl. Opt.* **5**, 1969 (1966).
168. M. Czerny, A. F. Turner, *Zs. Phys.* **61**, 792 (1930).
169. H. Ebert, *Wied. Ann.* **38**, 489 (1889).
170. W. G. Fastie, *J. Opt. Soc. Am.* **42**, 647 (1952).
171. Ch. Riva, Дипл. работа, Eidgenössische Tech. Hochschule, 1963.
172. L. Genzel, W. Eckhardt, *Zs. Phys.* **139**, 578 (1954).
173. R. T. Hall, D. Vrabel, J. M. Dowling, *Appl. Opt.* **5**, 1147 (1966); R. T. Hall, J. M. Dowling, *J. Chem. Phys.* **47**, 2454 (1967).
174. W. S. Benedict, H. H. Claassen, H. J. Shaw, *J. Res. Nat. Bur. Stand.* **49**, 91 (1952).
175. L. Zadoff, *Диссертация* (New York, 1958).
176. A. Mitsuishi, Y. Yamada, H. Yoshinaga, *J. Opt. Soc. Am.* **52**, 14 (1962).
177. H. Yoshinaga, *J. Opt. Soc. Am.* **52**, 17 (1962).
178. V. Lorenzelli, *J. phys. et radium* **23**, 315 (1962).
179. H. Yoshinaga, *Phys. Rev.* **100**, 753 (1955).
180. S. Roberts, частное сообщение, 1963.
181. H. A. Gebbie, R. Q. Twiss, *Rep. Progr. Phys.* **24**, 729 (1966).
182. P. Fellgett, *J. phys. et radium* **19**, 187 (1958).
183. J. Strong, G. A. Vanasse, *J. Opt. Soc. Am.* **49**, 844 (1959).
184. P. Jacquinet, *Rep. Progr. Phys.* **23**, 267 (1960).
185. J. Connes, *Rev. Opt.* **40**, 45, 116, 171, 231 (1961).
186. L. Genzel, *J. Molec. Spectr.* **4**, 241 (1960).
187. J. Strong, *J. Opt. Soc. Am.* **47**, 354 (1957).

188. H. A. Gebbie, G. A. Vanasse, *Nature* **178**, 432 (1956).
 189. H. A. Gebbie, *Phys. Rev.* **107**, 1194 (1957).
 190. H. A. Gebbie, *J. phys. et radium* **19**, 230 (1958).
 191. J. Strong, G. A. Vanasse, *J. Opt. Soc. Am.* **50**, 113 (1960).
 192. H. A. Gebbie, *Advances in Quantum Electronics*, J. R. Singer, ed., Columbia Univ. Press, New York, 1961, стр. 155.
 193. H. Yoshinaga, et al., *Appl. Opt.* **5**, 1159 (1966).
 194. P. Fellgett, *J. phys. et radium* **19**, 237 (1958).
 195. П. Ф. Паршин, *Оптика и спектроскопия* **13**, 740 (1962).
 196. G. A. Vanasse, *J. Opt. Soc. Am.* **52**, 472 (1962).
 197. R. A. Williams, W. S. C. Chang, *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 167 (1966).
 198. D. T. Llewellyn-Jones, *MIT Res. Lab. Electron., Quart. Progr. Rep.* № 74, стр. 81, 1964.
 199. С. Голдман, *Теория информации*, ИЛ, М., 1957, стр. 79 и сл.
 200. R. Peierls, *Ann. Phys.* **4**, 145 (1930).
 201. M. L. Forman, *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 978 (1966).
 202. R. T. Hall, частное сообщение, 1966.
 203. K. F. Renk, L. Genzel, *Appl. Opt.* **1**, 643 (1962).
 204. R. D. Rawcliffe, *Opt. Soc. Am. San. Francisco Meeting*, 1966.
 205. E. E. Bell, *Infrared Phys.* **6**, 57, 75 (1966).
 206. W. H. Steel, M. L. Forman, *J. Opt. Soc. Am.* **56**, 982 (1966).
 207. T. M. Hard, R. C. Lord, *Appl. Opt.* **7**, 589 (1968).
 208. J. H. Jaffe, H. Jaffe, *J. Opt. Soc. Am.* **40**, 1953 (1950).
 209. R. G. Greenler, *J. Opt. Soc. Am.* **45**, 788 (1955).
 210. P. Jacquinot, R. Chababali, *J. Opt. Soc. Am.* **46**, 556 (1956).
 211. J. G. Hirshberg, R. R. Kadesch, *J. Opt. Soc. Am.* **48**, 177 (1958).
 212. M. A. Biondi, *Rev. Sci. Instr.* **27**, 36 (1956).
 213. R. Ulrich, K. F. Renk, L. Genzel, *IEEE Trans. MTT-11*, 363 (1963).
 214. P. Vogel, L. Genzel, *Infrared Phys.* **4**, 257 (1964).
 215. L. Genzel, *J. Appl. Phys. Japan* **4**, Suppl. 1, 353 (1965).
 216. A. Mitsuishi, Y. Otsuka, S. Fujita, H. Yoshinaga, *J. Appl. Phys. Japan* **2**, 574 (1963).
 217. J. Marckmann, W. Witte, *EUCHEM-Conference*, Culham, England, 1966.
 218. L. Genzel, частное сообщение.
 219. J. Steffen, H. Steffen, J.-F. Moser, F. K. Kneubühl, *Zs. angew. Math. Phys.* **17**, 470 (1966).
 220. J. P. Casey, E. A. Lewis, *J. Opt. Soc. Am.* **42**, 971 (1952).
 221. P. Schwaller, H. Steffen, J.-F. Moser, F. K. Kneubühl, *Appl. Opt.* **6**, 827 (1967).
 222. F. K. Kneubühl, H. Steffen, *Phys. Lett.* **25A**, 639 (1967).
 223. G. D. Boyd, H. Kogelnik, *Bell Syst. Tech. J.* **41**, 1347 (1962).
 224. H. Steffen, B. Keller, F. K. Kneubühl, *Electron. Lett.* **3**, 562 (1967).
 225. L. C. Bradley, K. J. Button, B. Lax, L. G. Rubin, *Int. Conf. on Quant. Electr.*, Miami, 1968.
 226. J. Boettcher, K. Dransfeld, K. F. Renk, *Phys. Lett.* **26A**, 146 (1968).
 227. A. Hadni, Y. Henninger, R. Thomas, P. Vergnat, B. Wynecke, *J. Phys.* **26**, 345 (1965).
 228. J. Cooper, *Rev. Sci. Instr.* **33**, 92 (1962).
 229. L. Harris, J. K. Beasley, *J. Opt. Soc. Am.* **42**, 134 (1952); L. Harris, *J. Opt. Soc. Am.* **51**, 80 (1961).
 230*. G. E. Stillman, C. M. Wolfe, I. Melngailis, C. D. Parker, P. E. Tannenwald, J. O. Dymock, *Appl. Phys. Lett.* **13**, 83 (1968)*.
 231*. О. К. Филиппов, Е. В. Уханов, ПТЭ, № 6, 144 (1967).
 232*. О. К. Филиппов, Е. В. Уханов, *ЖПС* **9**, 379 (1968).
 233*. О. К. Филиппов, *Оптико-мех. пром.*, № 1, 51 (1968).
 234*. М. Б. Голант, Р. Л. Виленская, Е. А. Зюмина, З. Ф. Капуун, А. А. Нечирев, В. А. Парилов, Г. Б. Реброва, В. С. Савельев, ПТЭ, № 4, 136 (1965).
 235*. М. Н. Марков, *Приемники инфракрасного излучения*, М., «Наука», 1968.
 236*. А. Н. Выставкин, В. В. Мигулин, *Радиотехн. и электрон.* **12**, 1989 (1967).
 237*. А. Н. Выставкин, В. Н. Губанков, В. Н. Листвин, В. В. Мигулин, *Изв. вузов (Радиофизика)* **11**, 602 (1968).
 238*. Ф. А. Королев, В. И. Гридин, *Радиотехн. и электрон.* **10**, 767 (1965).

*) Звездочкой отмечена литература, добавленная переводчиком.

- 239*. Е. А. Виноградов, Е. М. Дианов, Н. А. Ирисова, Письма ЖЭТФ, 2, 323 (1965).
- 240*. Е. А. Виноградов, Н. А. Ирисова, Т. С. Мандельштам, Т. А. Шмаонов, ПТЭ, № 5, 192 (1967).
- 241*. С. А. Виггис, Proc. IEEE 54, 575 (1966) (перевод: ТИИЭР 54 (4), 143 (1966)).
- 242*. R. J. Bacelar, M. Cohen, J. M. Cotton, Jr., R. F. Packard, Proc. IEEE 54, 595 (1966) (перевод: ТИИЭР 54 (4), 165 (1966)).
- 243*. Ю. А. Драгин, Л. И. Федосеев, Изв. вузов, Радиофизика (в печати).
- 244*. А. В. Гапонов, М. И. Петелин, В. К. Юлпатов, Изв. вузов. (Радиофизика) 10, 1414 (1967).
-