

ИНТЕРФЕРОМЕТР ФАБРИ-ПЕРО ДЛЯ РАДИОВОЛН МИЛЛИМЕТРОВОГО ДИАПАЗОНА

Одна из характерных особенностей микроволновой области спектра состоит в том, что наряду с радиотехническими методами и устройствами здесь оказываются применимыми устройства и методы, типичные для оптики. Использование последних связано с возможностью изготовления линз, зеркал, диафрагм и других оптических деталей, размеры которых намного превышают длину волны излучения. Однако соотношение между размерами деталей оптических устройств и длиной волны в случае микроволн, вообще говоря, на несколько порядков отличается от имеющего место в обычных оптических приборах. Вследствие этого особо существенную роль приобретают дифракционные явления, игнорировать которые, как это часто допустимо в условиях обычной оптики, становится совершенно невозможным. Отсюда возникают некоторые специфические особенности, представляющие как практический, так, и теоретический интерес.

Естественно возникло стремление создать для микрорадиоволн и многолучевое интерферометрическое устройство, а именно интерферометр Фабри-Перо. Такого рода интерферометр был первоначально осуществлён для работы «в отражённом свете»¹ и обладал сравнительно невысокими качествами. Значительно лучший интерферометр, предназначенный для работы «в проходящем свете» с излучением миллиметрового диапазона, был построен и исследован автором реферируемой статьи².

Интерферометр представлял собой пару отражателей, эффективный диаметр которых составлял 27,5 см. Расстояние между отражателями t могло изменяться (путём перемещения одного из них) от нескольких миллиметров до 2 метров. Перемещение это осуществлялось при помощи микрометрического винта и измерялось с точностью до 1 μ . В качестве отражателей использовались стопки из 8 полистироновых дисков толщиной

$\frac{\lambda'}{4}$ (λ' — длина волны излучения в полистирене), разделённых воздушными

прослойками толщиной $\frac{\lambda}{4}$ (λ — длина волны излучения в воздухе). Практически каждый из дисков имел ободок, толщина которого равнялась $\frac{\lambda' + \lambda}{4}$; диски вплотную накладывались ободками друг на друга и крепились в общей оправе. Такой наборный отражатель, являющийся непосредственным аналогом многослойных диэлектрических отражателей, получивших за последние годы широкое применение в оптике³, был использован, исходя из следующих соображений.

Как известно, для получения большой разрешающей способности и большой интенсивности полос необходимы отражатели с возможно большими коэффициентами отражения R и возможно малым поглощением излучения. (В частности, разрешающая способность интерферометра определяется значением Qn , где n — порядок интерференции и Q — величина, обратная полуширине полосы первого порядка, выраженной в долях расстояния между полосами: $Q = \frac{\pi}{\varphi_1}$; $\cos \varphi_1 = \frac{2R - (1-R)^2}{2R}$.) Этому требованию наилучшим образом удовлетворяют многослойные отражатели из диэлектрика.

Полагая для полистирена (при $\lambda = 1,25$ см) $\epsilon = 2,56$ и $\operatorname{tg} \delta = 0,001$ (δ — угол потерь), автор нашёл следующие значения амплитудного коэффициента отражения r_m от m четвертьволновых слоёв полистирена, разделённых четвертьволновыми слоями воздуха (табл. 1).

Таблица I

m	1	2	3	4	5	6	7	8	∞
r_m	0,4375	0,734	0,8861	0,9528	0,9806	0,9913	0,9961	0,9977	0,9982

Таким образом, r_m быстро растёт с ростом m и при $m=8$ почти достигает предельного значения. Соответственно, энергетический коэффициент отражения $R = r^2$ от пятнадцатислойного отражателя (восемь слоёв полистирена и 7 прослоек воздуха) $R_{m=8} = 0,9954$ и $Q = 675$. (Без учёта даже столь слабых диэлектрических потерь получаются существенно отличающиеся значения $R_{m=8} = 0,9978$ и $Q = 1350$.) Поскольку у плавленого кварца $\epsilon = 3,83$ и $\operatorname{tg} \delta = 0,0001$, постольку с ним могут быть получены значительно большие значения Q . Разумеется, никакие однослойные отражатели, в том числе металлические, не могут обеспечить столь благоприятных значений R и, соответственно, Q .

Существенными элементами интерферометрической установки являются излучатель и приёмник радиации. В качестве источника излучения использовался клистрон. Длина волны равнялась 8 мм и стабилизировалась полостным резонатором. Степень монохроматичности излучения обеспечивала «видимость» полос при разведении отражателей интерферометра на расстояние t порядка нескольких метров, что позволило исследовать свойства самого интерферометра. От генератора волна типа H_{10} передавалась по четырёхугольному волноводу, оканчивающемуся излучающим рупором (размером 15 см $\times$ 15 см или $8,75$ см $\times$ $8,75$ см), закрытым короткофокусной ($F = 15$ см; 50 см) полистиреновой линзой (рис. 1). Во избежание отражений периметр отверстия рупора был скошен под углом 45° . При этих условиях излучаемая волна была однородной по фазе, что же касается амплитуды, то она была одинаковой в вертикальной плоскости (вектора E), а в горизонтальной плоскости изменялась по синусоидальному закону. В результате, помимо плоской волны, распространявшейся в направлении $\delta = 0$, образовывался набор плоских же диффрактированных волн, расходящихся веером в горизонтальной плоскости. Помимо этого имела место дифракция на отверстии рупора.

Приёмное устройство состояло также из рупора с линзой, переходящего в прямоугольный волновод, в котором помещался кристаллический детектор миллиметровых волн. На выходе выпрямленный ток измерялся гальванометром. Измерения сводились к постепенному изменению t (при помощи микрометрического винта) и определению зависимости показаний

гальванометра от t . Одновременно при помощи полостного волномера производились контрольные измерения λ с точностью до нескольких единиц 10^{-5} .

Учёт дифракционной структуры облучающего пучка, а также дифракции на самом интерферометре производился рядом авторов 4,5. В грубых чертах результаты этого анализа таковы. Поле излучения можно

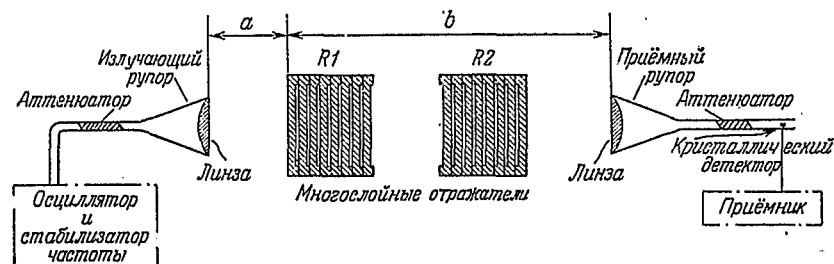


Рис. 1.

рассматривать как суперпозицию недиффрактированной и ряда диффрактированных плоских волн, имеющих различные направления (различные ϑ) и, соответственно, в различной степени проходящих через интерферометр. Угловая полуширина пропускаемого дифракционного спектра определяется соотношением

$$\cos \vartheta \left(\frac{1}{2} I_{\text{макс}} \right) = 1 - \frac{1}{2nQ}.$$

Кроме того, если расстояние между излучателем и интерферометром или приемником велико, то волны, диффрактированные на большие углы, не будут попадать в приемник. Далее, интенсивность проходящего через интерферометр излучения ослабляется за счет срезания или ослабления диффрактированных волн. Вместе с тем наличие диффрактированных волн при малых порядках интерференции может вести к смещению максимума. Однако при больших порядках интерференции положение максимума отвечает $\vartheta = 0$. Наконец, с увеличением t должно уменьшаться эффективное значение Q , а следовательно, и резкость полос. Все эти явления были обнаружены на опыте.

Измерения велись при различных расстояниях от излучателя до переднего отражателя интерферометра a и от переднего отражателя интерферометра до приемника b , а именно $9,5 \leq a \leq 115$ см и 150 см $\leq b \leq 300$ см. Измерения длины волны (по волномеру $\lambda = 8,3299$ мм), произведенные при помощи интерферометра путем измерения Δt , соответствующего смещению на 120 полос, дали следующие значения (табл. II)

Таблица II

t в см	8	16	31	66	74	124
λ в мм	8,3334	8,3326	8,3324	8,3314	8,3306	8,3299

Таким образом, при больших n точность измерений соответствует 10^{-5} и уменьшается при уменьшении n за счет систематического смещения

полос, имеющего явно дифракционный характер, о чём, в частности, свидетельствует зависимость этих величин от выбора a и b .

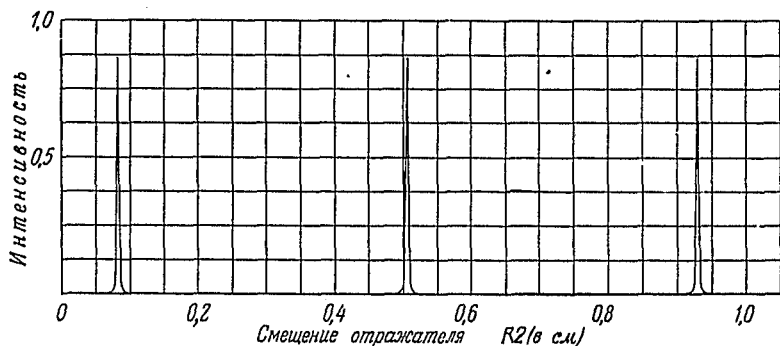


Рис. 2.

Рис. 2 показывает характер наблюдаемой зависимости силы выходного тока от t и иллюстрирует резкость наблюдаемой интерференционной картины. Из рис. 3 видно, что при $t \sim 2$ м интерференционные полосы остаются ещё достаточно резкими и фактор селективности $\frac{Qn}{2}$ ещё очень велик, но вместе с тем Q и Qn убывают с возрастанием t (а следовательно,

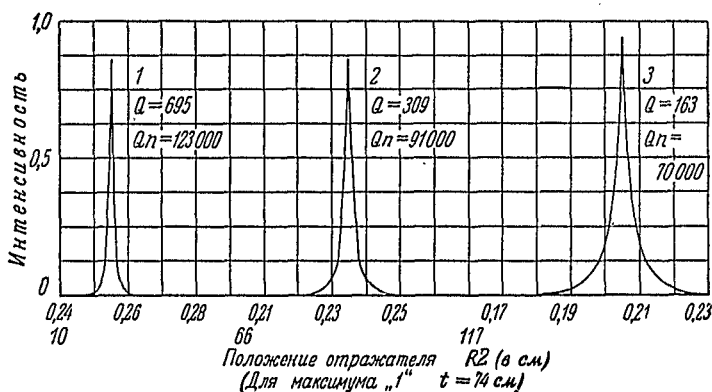


Рис. 3.

и n). Рис. 4 показывает 10 последовательных максимумов, обнаруженных при начальном значении $t = 3$ см. Малые вторичные максимумы (сателлиты) с очевидностью имеют дифракционное происхождение — они располагаются со стороны больших значений t (т. е. $\vartheta > 0$) и удаляются от основного максимума по мере увеличения n .

Зависимость интенсивности максимума от t показана на рис. 5 (кривая 1 соответствует рупору $15 \text{ см} \times 15 \text{ см}$, кривая 2 — рупору $8,75 \text{ см} \times 8,75 \text{ см}$). Из рисунка видно, что вследствие дифракционных явлений

эффективное значение Q сперва возрастает, а затем убывает, причём характер этой зависимости различен для различных апертур излучателя. Удаление линз из рупоров излучателя и приёмника влекло за собой уменьшение интенсивности максимумов (на 60 дБ) и одновременное увели-

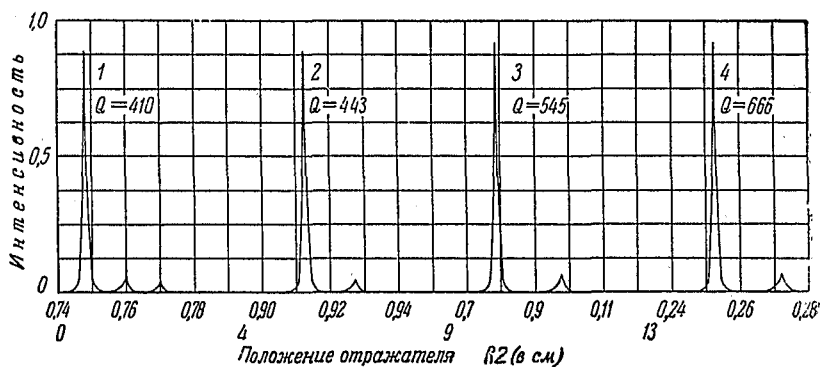


Рис. 4.

чение амплитуд и числа дифракционных максимумов, как следствие расширения дифракционного спектра анализируемого излучения. Дифракционные максимумы исчезали при $t \geq 43$ см.

Аналогично полостному резонатору интерферометр Фабри-Перо может быть использован для определения диэлектрических свойств и, в частности, малых диэлектрических потерь в пластинках. Следует, однако, иметь в виду, что вследствие интерференционных явлений непосредственный результат измерений зависит от положения исследуемого слоя вещества в интерферометре.

Введение пластинки полистирена толщиной 0,865 дюйма вызывало, по свидетельству автора, смещение полосы, соответствующее $\Delta t = 1,314$ см. Поскольку $\Delta t = d(\sqrt{\epsilon} - 1)$, отсюда было найдено значение $\epsilon = 2,55$, находящееся в согласии с данными других измерений. Точно так же для перспекса было найдено значение $\epsilon = 2,64$.

Далее, в случае резонатора (если пренебречь омическими потерями) $\frac{1}{Q_\lambda} = B \tan \delta$, где $Q_\lambda =$

$$= \frac{Q_n}{2} \text{ и } B — \text{доля полной энергии, запасённая в диэлектрике и зависящая от относительного объёма диэлектрика и от отношения } A \text{ амплитуд поля в диэлектрике и вне его. При перемещении диэлектрика периодически меняется } A \text{ и соответственно } Q \text{ (последнее на множитель } \epsilon \text{ при перемещении слоя из минимума в максимум стоячей волны).}$$

Так, например, если при $n = 158$ в отсутствие диэлектрика $Q = 416$, то при внесении слоя полистирена полосы существенно расширились

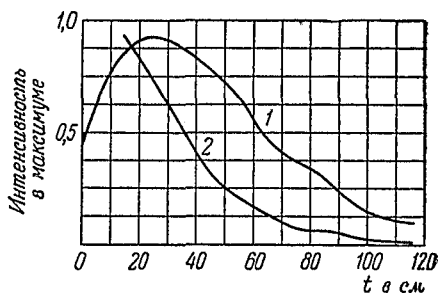


Рис. 5.

и (в зависимости от положения слоя) Q менялось в пределах от 124 до 273. Для перспекса соответственно было найдено $11 \leq Q \leq 35$, причём интенсивность полос уменьшалась на 26 дб. Соответственно были получены значения $\lg \delta$:

для полистирена — 0,0006 (по другим данным 0,0008 при $\lambda = 1,25$ см),

для перспекса — 0,009 (по другим данным 0,012 при $\lambda = 1,25$ см).

Таким образом, применение интерферометра позволяет измерять ϵ с точностью $\sim 1\%$ и даёт удовлетворительные результаты при определении $\lg \delta$.

Следует отметить, что в данном случае были достигнуты значения $Q_\lambda \sim 60\,000$, что сравнимо со значениями Q_λ для лучших полостных резонаторов. Иными словами, интерференционная методика фильтрации излучения и измерения его длины волны уже может конкурировать с другими методами. В частности, легко осуществляются измерения длины волны с точностью порядка 10^{-5} . Применение плавленого кварца для изготовления отражателей должно существенно улучшить результаты и позволить применить эту методику даже для столь прецизионных измерений, как, например, измерение скорости света в вакууме.

Г. Р.

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. M. Sachs, J. O. Artman and E. Richter, Columbia Univ. Radiation Labor. Rep. 1 июня 1952 г.
2. W. Culshaw, Proc. Phys. Soc. 66, № 403, B, 597 (1953).
3. См., например, Г. В. Розенберг, УФН 47, №№ 1 и 2, 3 (1952).
4. Ф. А. Королёв, Труды ФИАН, 2, № 1, 3 (1940).
5. H. G. Booker and P. C. Clemmow, J. Inst. Electr. Eng., ч. III, 97, 11 (1950) и др.