Сходные зависимости времен релаксации от магнитного поля получены для корунда и тефлона.

Возможной причиной аномально больших значений $\tau_{рел}$ при малых магнитных полях (до 1 *кэ*) является наличие ферромагнитных доменных включений в образце. На присутствие ферромагнитных доменных включений указывает отступление от зависимости $\tau_{мех} \sim \frac{1}{H^2}$ для полей больших ~ 600 *эрст* и насыщение зависимости $\tau_{мех}$ от магнитного поля. Таким образом, обсуждаемый метод может быть использован также для обнаружения весьма малых ферромагнитных доменных примесей в образцах. Если предположить, что затухание механической системы в поле до $(2 \div 5) \cdot 10^3$ *эрст* в основном связано с доменными ферромагнитными включениями, то минимально обнаружимое количество ферромагнетика в виде доменов в образце в нашем эксперименте составляет $\frac{\Delta V}{V} \sim 10^{-8}$. Вклад парамагнитных примесей в эффект интегральной магнитной вязкости должен быть очень мал. Известно (см. [1, 2]), что при комнатных температурах времена парамагнитной релаксации $\tau_{рел} \lesssim 10^{-6}$ *сек*. Полагая количество парамагнитных примесей в образце $\sim 0{,}1\%$ для не очень чистого кварца, получим, что их вклад в магнитную восприимчивость образца χ и, следовательно, в затухание крутильного маятника в магнитном поле не превышает 0,1%.

В магнитных полях, больших чем $5 \cdot 10^3$ *эрст*, основной вклад в интегральную магнитную вязкость может дать эффект диамагнитной вязкости, которая, насколько известно, до настоящего времени не измерялась.

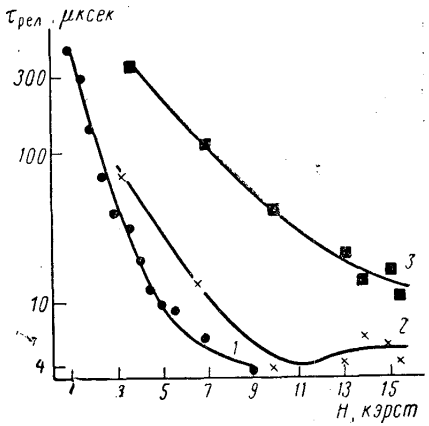

Рис. 3. Зависимость интегрального времени магнитной релаксации от напряженности магнитного поля *H* при $T=330$ и $T=10°$ К: *1* — обр. 1, $T=300°$ К, *2* — обр. 2, $T=300°$ К, *3* — обр. 2, $T=10°$ К

ЛИТЕРАТУРА

1. Гортер К. Парамагнитная релаксация. М., ИЛ, 1949.
2. Пейк Дж. Парамагнитный резонанс. М., ИЛ, 1963.

Поступила в редакцию
1.6 1969 г.

Кафедра
физики колебаний

УДК 621.378.1.01:631.372.413

Д. Г. АФОНИН, Ю. А. ПИРОГОВ

ИССЛЕДОВАНИЕ ОТКРЫТЫХ РЕЗОНАТОРОВ СО СФЕРИЧЕСКИМИ ЗЕРКАЛАМИ В ДВУХМИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ ДЛИН ВОЛН

В связи с возможностью широкого использования открытых резонаторов в интервале частот от миллиметрового до светового диапазонов в последние годы ведется систематическое изучение свойств этих перспективных резонансных систем. Вследствие ряда преимуществ (малые дифракционные потери, простота юстировки) наиболее интенсивно исследуются открытые резонаторы со сферической формой отражающих поверхностей [1—7].

Настоящая работа посвящена исследованию открытых резонаторов со сферическими зеркалами в двухмиллиметровом диапазоне длин волн ($\lambda=1{,}65 \div 2{,}53$ *мм*). Исследовался характер изменения добротности резонаторов с различной апертурой зеркал при раздвижении зеркал и наблюдалось изменение радиусов каустических поверхностей колебаний вблизи поверхностей зеркал. Результаты эксперимента сравниваются с теоретическими данными [1].

Экспериментально исследовались открытые резонаторы с идентичными сферическими зеркалами с радиусами кривизны $r_1=20$ *мм* и $r_2=30$ *мм* и отверстиями связи диаметром 0,75 *мм* и 1,0 *мм*. Все отражатели были изготовлены из меди. С помощью диафрагм из поглощающего материала с круглыми отверстиями апертура зеркал резонаторов могла меняться. В работе использовалась установка и методики измерений, описанные в [7].

Максимальное значение добротности превышало $6\cdot10^4$ (для резонаторов с отверстиями связи диаметром 0,75 *мм*). В коротковолновом участке исследуемого диапазона добротность уменьшалась до 10^4 из-за увеличения возмущающего действия отверстий связи. Резонатор с большими отверстиями связи при тех же остальных параметрах имел на порядок меньшую добротность. Диафрагмирование зеркал резонаторов приводило к уменьшению добротностей и к смещению положения максимальной добротности в область меньших расстояний между зеркалами.

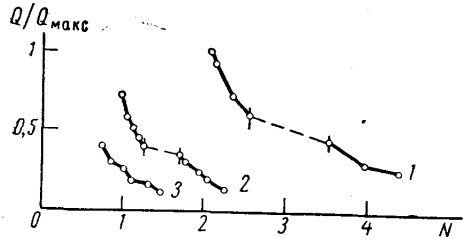

Рис. 1. Зависимость величины относительной добротности от параметра Френеля N при различных параметрах N_0 ($\lambda=2{,}39$ *мм*): *1* — $N_0=3{,}12$, *2* — $N_0=1{,}39$, *3* — $N_0=0{,}78$

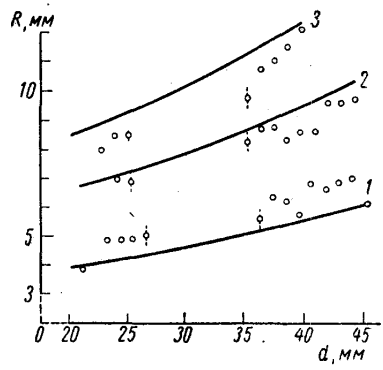

Рис. 2. Радиусы внешних каустических поверхностей колебаний: *1* — колебание 01 *q*, *2* — 02 *q*, *3* — 03 *q* ($\lambda=2{,}39$ *мм*)

В качестве примера на рис. 1 показаны результаты измерения добротностей колебания 01 *q* резонатора, состоящего из идентичных сферических зеркал с радиусом кривизны $r_2=30$ *мм* и отверстиями связи диаметром 0,75 *мм*. Изменение добротности приведено в зависимости от параметра Френеля $N=\frac{a^2}{d\lambda}$, определяющего величину дифракционных потерь в открытых резонаторах $\left(a\right.$ — радиус апертуры зеркал, d — расстояние между зеркалами, λ — рабочая длина волны, в конфокальном случае $\left.N=N_0=\frac{a^2}{r\lambda}\right)$. Эти зависимости получены при фиксированном значении $\lambda=2{,}39$ *мм* и при различных параметрах N_0 за счет изменения апертуры зеркал (пунктиром отмечены границы зоны неустойчивости [4]). Максимальное значение добротности достигало $4{,}3\cdot10^4$. Увеличение отверстий связи приводило к тому, что максимальные значения добротностей достигались при меньших N. Аналогичные результаты получены для колебаний 02 *q* и 03 *q*. В исследованных резонаторах добротность достигала максимальной величины в интервале $1{,}1 \leqslant \frac{N_0}{N} \leqslant 1{,}9$.

Согласно [1] электромагнитное поле резонансного колебания в открытых резонаторах с одинаковыми зеркалами заключено в основном внутри некоторого объема, сграниченного каустическими поверхностями. В том случае, когда резонатор образован сферическими зеркалами, внешняя каустическая поверхность имеет вид однополосного гиперболоида вращения, радиус каустики вблизи зеркала растет с увеличением расстояния между зеркалами и увеличивается перекачка энергии из резонансного колебания в свободное пространство. На рис. 2 показано изменение радиусов каустических поверхностей вблизи подвижного зеркала для трех видов колебаний в зависимости от расстояния между зеркалами. (Результаты приведены для резонатора, имевшего зеркала с радиусами кривизны $r_2=30$ *мм*, отверстия связи в зеркалах диаметром 0,75 и параметр $N_0=3{,}12$.) Нерегулярности в ходе экспериментальных кривых объясняются как увеличивающейся погрешностью измерений в некоторых точках возбуждения, связанной с невозможностью разделения видов колебаний, так и тем, что распределение поля снималось около поверхности зеркала, что приводило в некоторых случаях к возбуждению дополнительных колебаний в течение процесса записи распреде-

ления поля. Теоретические кривые, приведенные на рис. 2, получены в соответствии с формулами работы [1] для радиусов каустик на зеркалах.

Для колебаний 02 q эти результаты находятся в лучшем соответствии, экспериментальные значения радиусов каустик меньше рассчитанных вследствие того, что распределение поля снималось на некотором расстоянии от поверхности зеркала.

В заключение авторы благодарят М. Н. Девяткова за интерес к данной работе, а также Ф. С. Русина, Е. Л. Косарева и Г. Д. Богомолова за полезные консультации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Вайнштейн А. А. Открытые резонаторы и открытые волноводы. «Советское радио», 1966.
2. Богомолов Г. Д. Сб. Электроника больших мощностей, 3, № 154, 1964.
3. Дюбко С. Ф., Камышан В. В., Шейко В. И. ЖТФ, 35, 279, 1965.
4. Дюбко С. Ф., Камышан В. В., Шейко В. И. ЖТФ, 35, 1806, 1965.
5. Галета В. О., Дюбко С. Ф., Камышан В. В., Валитов Р. А. ЖТФ, 37, 2216, 1967.
6. Афонин Д. Г., Девятков М. Н., Пирогов Ю. А. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 1, 40, 1968.
7. Афонин Д. Г. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 5, 127, 1969.

Поступила в редакцию
17.6 1969 г.

Кафедра
радиотехники

УДК 530.12:531.51

ЭКТОР ПОБЛЕТЕ ДЕВИА

ЗАРЯД СОЛНЦА И КЛАССИЧЕСКИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИЕ ЭФФЕКТЫ

При сопоставлении теоретических значений трех астрономических релятивистских эффектов (движение перигелия Меркурия, отклонение луча света и гравитационное красное смещение) с эмпирическими данными небезынтересен учет второстепенных факторов, влияющих на указанные эффекты. Одним из таких факторов может явиться электрический заряд Солнца, точнее гравитационное поле, порождаемое электростатическим полем этого заряда. Гипотеза, согласно которой Солнце обладает электрическим зарядом, обсуждается в [1 и 2].

Для учета интересующего нас фактора необходимо при рассмотрении релятивистских эффектов заменить решение Шварцшильда решением Рейснера—Нордстрема

$$\exp \nu c^2 dt^2 - \exp(-\nu)\, dr^2 - r^2 (\cos^2 \theta d\varphi^2 + d\theta^2), \tag{1}$$

где $\exp\nu = 1 - 2mr^{-1} + kr^{-2}$, $m = Mc^{-2}$, $k = \gamma e^2 c^{-4}$ ($\gamma = 6{,}67 \cdot 10^{-8}$ $см^3 г^{-1} сек^{-2}$; $M = 2 \cdot 10^{33}$ $г$, $c = 3 \cdot 10^{10}$ $см \cdot сек^{-1}$).

Движение перигелия Меркурия. Уравнения геодезических для метрики (1) приводят к уравнению

$$\frac{d^2u}{d\varphi^2} + u = \frac{m}{h^2} + 3mu^2 - \frac{ku}{h^2} - 2ku^3, \tag{2}$$

где $u = r^{-1}$ и h — постоянная интегрирования. Два члена, содержащие k, выражают отличие от случая метрики Шварцшильда. Для планет солнечной системы $3mu^2 \ll m/h^2$. Мы ограничимся случаем, в котором также $ku/h^2 \ll m/h^2$ и $ku^3 \ll m/h^2$.

Однако достаточно наложить первое из этих двух условий (из которого следует $e^2 \ll 10^{67}$ CGSE), чтобы получить $ku^3 \ll mu^2 (\ll m/h^2)$. Таким образом, членом $2ku^3$ можно пренебречь при решении уравнения (2) в первом посленьютоновском приближении.

Поэтому вместо (2) мы будем рассматривать уравнение

$$\frac{d^2u}{d\varphi^2} + u\left(1 + \frac{k}{h^2}\right) = \frac{m}{h^2} + 3mu^2. \tag{3}$$