

Член-корреспондент АН СССР В. К. АРКАДЬЕВ

## КОЛЕБАНИЯ МОЛЕКУЛЯРНЫХ МАГНИТОВ

В работах „Резонанс магнетонов“<sup>(1)</sup> и „Распределение полос в магнитных спектрах“<sup>(2)</sup> было выяснено, что возможны два вида полос магнитной дисперсии. В то время как в области инфранизких, звуковых и ультразвуковых частот полосы магнитной дисперсии и абсорбции в ферромагнитных металлах могут быть представлены формулами, выведенными из теории магнитных спектров вязкости<sup>(3)</sup>, экспериментальные результаты в области сантиметровых волн согласуются с формулами, полученными из теории резонирующих магнитных диполей<sup>(4)</sup>. Это значит, что в области звуковых частот намагничение задерживается магнитной вязкостью, между тем как при частотах кратчайших радиоволн намагничение задерживается инерцией магнитных диполей, а силы вязкого трения здесь действуют во много раз слабее.

На рис. 1 верхние кривые представляют консервативную (иначе, действительную или упругую) проницаемость  $\mu$  пермаллоя и консумптивную (мнимую или вязкую) его проницаемость  $\rho'$ <sup>(5)</sup>. Мы обозначим буквой  $\mu_\infty$  проницаемость в бесконечно длинных периодах и ступень спада проницаемости после перехода через полосу дисперсии в сторону более высоких частот буквой  $m_1$ , тогда  $\mu_\infty - m_1 = m$  — проницаемость при высоких частотах. Если  $f_u$  — собственная частота релаксации, то при относительной частоте  $\nu = f/f_u$

$$\mu = m + \frac{m_1}{1 + \nu^2}, \quad \rho' = \rho_h + \frac{m_1 \nu}{1 + \nu^2}.$$

Здесь  $\rho_h$  — член, зависящий от потерь на гистерезис. Кривые линии представляют теоретические значения, вычисленные для листового пермаллоя при

$$f_u = 1100 \text{ гц,}$$

$$m = 2740,$$

$$m_1 = 2260 \text{ (}^5\text{)}.$$

Опытные точки  $\mu$  хорошо ложатся на кривую, а точки  $\rho'$  часто лежат несколько выше теоретической кривой.

На другой диаграмме кривая  $S$  представляет собой полосу магнитной абсорбции частично незагущающих<sup>(6,7)</sup> электрических волн длиной  $\lambda$  от 1,3 до 11 см в параллельных никелевых проволоках диаметром 0,2 мм, а кривые  $\mu_k$  — кажущуюся консумптивную проницаемость их при частоте этих волн<sup>(8)</sup>:

$$S = \sqrt{\frac{\mu_h}{\lambda}}, \quad \mu_k = \sqrt{\mu^2 + \rho'^2} + \rho'.$$

Здесь  $\mu$  и  $\rho'$  вычислены согласно теории резонирующих диполей, имеющих собственную длину волны  $\lambda_0$  (4):

$$\mu = m + \frac{m_1(1-\nu^2)}{(1-\nu^2)^2 + \theta^2\nu^2}, \quad \rho' = \frac{m_1\theta\nu}{(1-\nu^2)^2 + \theta^2\nu^2},$$

где  $\nu = \lambda_0/\lambda$ , а  $\theta$  — мера вязкого трения. Собственные колебания диполей делаются аperiодическими при  $\theta = 2$ ; их движение делается релаксационным, т. е. исчезает их инерция, а процесс намагничивания делается чисто вязким при  $\theta$ , равном многим десяткам. При построении кривых было принято:

$$\begin{aligned} \lambda_0 &= 3 \text{ см}, \\ m &= m_1 = 1, \\ \theta &= 0,9. \end{aligned}$$

Другие никелевые проволоки имеют другие характеристики.

Как мы видим, экспериментальные точки хорошо согласуются с теорией. Малое значение  $\theta$  ( $< 1$ ) и малое значение  $\mu_R$  при  $\lambda = 1,3$  см ( $\mu_R = 0,85$ ) указывают на резонанс, хотя и слабо выраженный, элементарных магнитов.

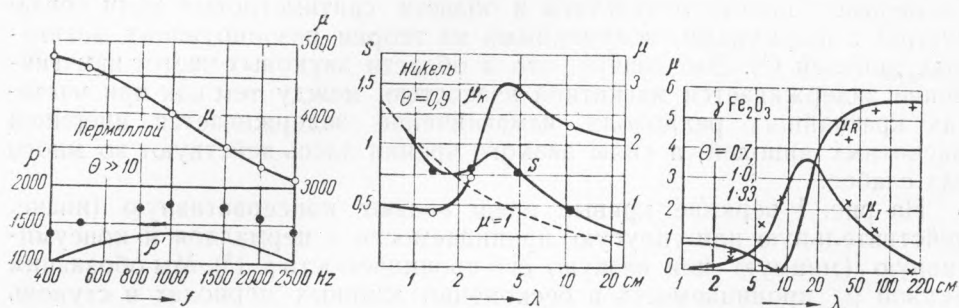


Рис. 1

Наличие резонанса магнитных диполей можно усмотреть также в недавно опубликованных данных Биркса для  $\mu$  и  $\rho'$  (обозначенных им  $\mu_R$  и  $\mu_I$ ) для окисла железа  $\gamma\text{Fe}_2\text{O}_3$  (9). У этого окисла ширина холма  $\rho'$ , измеряемая отношением двух длин волн  $\lambda_2$  и  $\lambda_1$ , при которых  $\rho'$  составляет половину высоты холма, по чертежу Биркса составляет 10,39. В децибеллах она равна 10,16 дБ. Эта ширина меньше, чем ширина холма вязкости, которая, согласно выражению  $\rho'$ , равна  $\frac{2 + \sqrt{3}}{2 - \sqrt{3}} = 13,95$ , или 11,44 дБ. Против вязкой природы этих полос особенно говорит глубокий минимум  $\mu_R$ , которая падает до 0.

Для объяснения исчезновения магнитных свойств металлов при сантиметровых волнах существует гипотеза немагнитного слоя на поверхности ферромагнитного металла, но она не дает  $\mu < 0,918$ , ширина же холма, по этой гипотезе, получается 10,6 дБ при высоте в 2 раза меньшей холма вязкости (10). Теория микротоков в отдельных доменах (11) приводит к очень низкому и широкому холму в 20 дБ (12). Следовательно, эти теории не применимы ни к спектру пермаллоя, ни к спектру никеля. К частицам окисла, имеющего удельное сопротивление в сотни тысяч раз больше сопротивления железа, ни та, ни другая гипотезы не применимы вследствие отсутствия в них скин-эффекта.

Подобно тому, как это делается в теории оптической дисперсии, кривые магнитной дисперсии Биркса можно воспроизвести путем

подбора нескольких элементарных кривых дисперсии  $\mu$  и  $\rho'$ , представляя на диаграмме

$$1 + \sum (\mu - 1) = \mu_R, \quad \sum \rho' = \mu_I.$$

Числовой анализ, выполненный при участии В. Ф. Вершинской, заставил принять следующие три рода резонирующих диполей с главной волной в 14 см и  $m = 1$ :

$\lambda_0$	3 см	10 см	14 см
$m_1$	0,13	0,8	3,7
$\theta$	1,0	0,7	1,33

Построенные по этим параметрам теоретические кривые воспроизведены на нижней диаграмме, где  $+$  и  $\times$  обозначают экспериментальные значения Биркса. Конечно, такой синтез результатов опыта несколько условен и не однозначен, но он, как и анализ кривой для никеля, указывает, что для воспроизведения экспериментальных данных нельзя обойтись без диполей с малым  $\theta$ . В одном случае  $\theta < 2$  и в трех, включая никель,  $\theta \leq 1$ . При  $\theta = 0,7$  фактор резонанса равен 1,52. При свободных колебаниях отношение последовательных амплитуд равно 11.

Таким образом, в области сантиметровых волн теория резонанса элементарных магнитов и для соединений железа дает значительно более близкие к опыту результаты.

Физический институт  
Московского  
государственного университета  
им. М. В. Ломоносова

Поступило  
8 IV 1947

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- <sup>1</sup> В. К. Аркадьев, Сб. Современные проблемы электромагнетизма, М., 1931, стр. 45. <sup>2</sup> Ibid., стр. 51; ДАН, стр. 12 (1927); С. R., **183**, 777 (1926). <sup>3</sup> W. Arkadiew, Z. Phys., **72**, 116, 125 (1931). <sup>4</sup> В. К. Аркадьев, ЖРФХО, ч. ф. **45**, 312 (1913); Phys. Z., **14**, 928 (1913). <sup>5</sup> О. И. Велецкая и В. М. Гойтанников, Сб. Практические проблемы электромагнетизма, Изд. АН СССР, М.-Л., 1939, стр. 73. <sup>6</sup> В. К. Аркадьев и А. А. Леонтьева, Тр. ГЭИ, № 15, 52 (1926); ЖРФО, **58**, 175 (1926); Z. Phys., **38**, 706 (1926). <sup>7</sup> В. К. Аркадьев, ДАН, **56**, 1 (1947). <sup>8</sup> В. К. Аркадьев, ЖРФХО, ч. ф., **57**, 241 (1925); Z. Phys., **28**, 11 (1924). <sup>9</sup> J. V. Birks, Nature, **158**, No. 4019, 671 (Nov. 1946). <sup>10</sup> В. К. Аркадьев, Электромагнитные процессы в металлах, ч. 2, 129 и 130, фиг. 77, М.-Л., 1936; Сб. Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики, Изд. АН СССР, М.-Л., 1946, стр. 9 и 19. <sup>11</sup> В. К. Аркадьев, ДАН, **2**, 204 (1935); R. Becker, Z. techn. Phys., **19**, 542 (1938). <sup>12</sup> К. М. Поливанов, ДАН, **32**, 3, 181 (1941); Сб. Проблемы ферромагнетизма и магнетодинамики, Изд. АН СССР, М.-Л., 1946, стр. 52; J. of Phys., **7**, 1, 18 (1943); Ch. Kittel, Phys. Rev., **70**, 5—6, 281 (1946).