

ОСОБЕННОСТИ ИНФРАКРАСНОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
В СПЛАВАХ Pd—Fe

Ю. В. Князев и М. М. Носков

В спектральной области 0.9—19 мкм в интервале температур 78—293 К исследованы оптические свойства двух сплавов палладия с железом (Pd — 3% Fe и Pd — 8% Fe). По значениям показателей преломления n и поглощения k вычислены световая проводимость σ , эффективная частота релаксации γ и плазменная частота электронов проводимости Ω . Показано, что определяющими при инфракрасном поглощении в этих ферромагнитных сплавах являются потери, связанные с рассеянием электронов на спиновых неоднородностях.

Результаты экспериментального изучения температурной зависимости электросопротивления $\rho(T)$ сплавов Pd—Fe на основе Pd, проведенного в работе [1], показали, что ниже точки перехода в ферромагнитное состояние (T_c) магнитная часть сопротивления ρ_m относительно велика, достигая 65% от температурно зависящей части $\rho(T)$. Это означает, что основной вклад в $\rho(T)$ ниже T_c вносит рассеяние электронов проводимости на неоднородностях спиновой системы. Остаточное электросопротивление при этом резко возрастает с увеличением концентрации железа, достигая максимального значения при 14%-м содержании железа в сплаве.

Характерно значительное изменение температуры Кюри таких сплавов при малом увеличении примеси железа. При переходе через T_c ряд физических характеристик этих соединений: термоэдс, эффект Холла, электросопротивление и т. д., связанных с электронными состояниями вблизи энергии Ферми, также испытывают изменения [1].

Цель данной работы — изучение отклика оптических характеристик n , k , σ на изменение магнитного порядка в таких сплавах, а также определение плазменных и релаксационных частот оптически активных электронов в пара- и ферромагнитном состояниях (Φ и γ). В работе приняты исследования температурной зависимости оптических свойств двух сплавов Pd—Fe с содержанием железа 3 и 8% в инфракрасном диапазоне 0.9—19 мкм в температурном интервале 78—293 К, включающем точки Кюри обоих сплавов (108 и 252 К соответственно).

Массивные образцы сплавов Pd—Fe, выплавленные в вакуумно-дуговой печи, готовились в виде пластин последовательно ковкой и прокаткой и затем подвергались гомогенизирующему отжигу в течение нескольких часов при температуре ≈ 1050 К. Зеркальные поверхности получали путем последовательной шлифовки и полировки. Для снятия поверхностных напряжений приготовленные пластины отжигались в вакууме 10^{-5} мм рт. ст. при $T \approx 720$ К. Такой отжиг, как показал эксперимент, значительно улучшил металлические свойства поверхности, что проявилось в возрастании оптических постоянных n и k на 15—20%. Образцы для измерения T_c вырезались из тех же пластин. Точность определения T_c составила ± 1 К. Кроме того, определялось отношение электросопротивлений $\rho_{293}/\rho_{4.2}$ К, которое согласуется с измерениями [1] и равняется 3.4 для сплава Pd—3% Fe и 2.3 для сплава Pd—8% Fe.

Оптические постоянные измерялись поляризметрическим методом Битти в схеме с двумя отражениями от идентичных образцов. Погрешность в определении n и k не превышала 1—3%. Остаточное давление в оптическом криостате не превышало $3 \cdot 10^{-6}$ мм рт. ст. Подогрев образцов осуществлялся с помощью нагревательных элементов, входящих в конструкцию держателя образцов. Температура контролировалась термонарами медь—константан. Стабильность задаваемой температуры образцов в пределах одной серии измерений составляла 1 К.

На рис. 1 и 2 представлена дисперсия $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ (λ — длина волны) сплавов с 3- и 8-процентным содержанием Fe для крайних точек температурного интервала 78 и 293 К. Полученные данные свидетельствуют, что

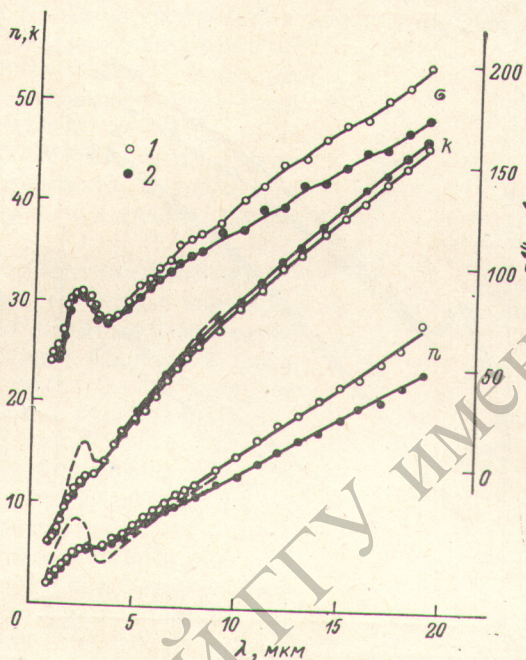


Рис. 1. Оптические постоянные и световая проводимость Pd—3% Fe. Штриховой линией показаны n и k чистого Pd, по данным [2]. 1 — 293, 2 — 78 К.

понижение температуры приводит к слабому росту k и значительному падению n почти во всей области изменений λ . В длинноволновой части имеет место монотонное увеличение этих величин с ростом λ , что характерно для ускорительного возбуждения электронов проводимости. В интервале до 3 мкм на графиках $n(\lambda)$ и $k(\lambda)$ наблюдается подъем, связанный с квантовым поглощением. Появление и величина этого максимума сильно зависят от условий приготовления отражающей поверхности. Так, в образцах, не подвергавшихся отжигу после механической полировки, этот максимум совсем не наблюдается. Световая проводимость $\sigma(\lambda)$, также представленная на этих рисунках, характеризуется резким всплеском в ближней инфракрасной области и последующим монотонным возрастанием с повышением λ . Охлаждение образцов сопровождается в длинноволновой области падением $\sigma(\lambda)$, что обычно связывается в металлах с ослаблением релаксационных свойств носителей тока. Увеличение концентрации железа с 3 до 8% приводит к небольшому росту n и понижению k во всем интервале изменения λ . Величина максимума на кривой $\sigma(\lambda)$ при этом сохраняется.

На рис. 1 штрихом приведены также оптические постоянные электрополированного чистого палладия, по данным работы [2], исследованные в области 1—9 мкм. Более выразительная структура междуполосного поглощения на этих кривых, несомненно, связана с использованием электрополировки для приготовления зеркальных образцов. В связи с этим

необходимо отметить, что такой метод подготовки сплавов Pd—Fe весьма затруднен из-за различной растворимости составляющих компонент. В рамках сопоставления результатов настоящей работы с [2] можно однозначно связать наблюдаемый максимум на кривых $\eta(\lambda)$, $k(\lambda)$ и $\sigma(\lambda)$ сплавов Pd—Fe с квантовыми переходами в системе атомов палладия. При этом общий ход световой проводимости изучаемых сплавов близок к зависимости $\sigma(\lambda)$ чистого палладия. Добавление 3 и 8% железа не вносит в соответствующие графики новых структур.

В переходных *d*-металлах и сплавах, как правило, особенности строения энергетического спектра приводят к значительной анизотропии рассеяния носителей тока. Поэтому в ряде конкретных случаев описание

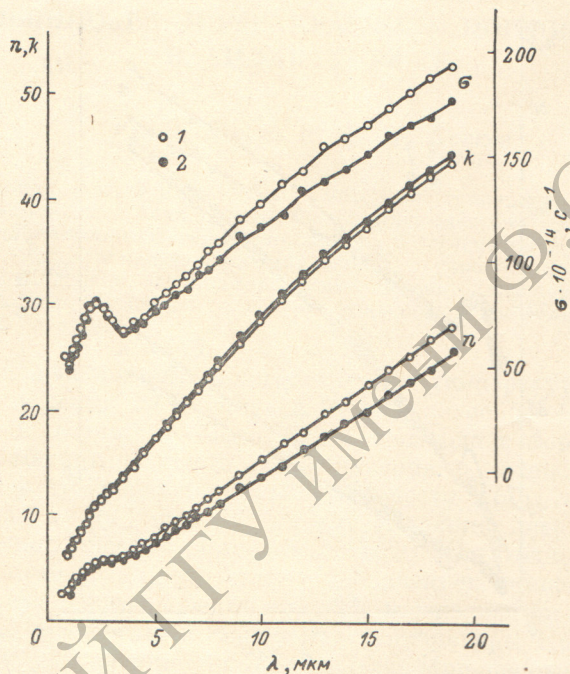


Рис. 2. Оптические постоянные и световая проводимость Pd—8% Fe.
1 — 293, 2 — 78 К.

частотной дисперсии комплексной диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon_1 - i\epsilon_2$ в инфракрасной области спектра в рамках однополосной модели проводимости затруднительно и требует введения нескольких групп электронов с различными микрохарактеристиками [3]. По данным измерений, у сплавов Pd—Fe $\epsilon_1 < 0$, $\epsilon_2 > 0$ и обусловлены в основном возбуждением электронов проводимости. Построенные по экспериментальным данным графики зависимости $\epsilon_2\omega$ от $-\epsilon_1$ (диаграммы Арганда, ω — частота света) для изученных сплавов представляются прямыми линиями, не проходящими через начало координат. Согласно [3], в этом случае частоту релаксации основной группы носителей тока $\gamma = \Delta(\epsilon_2\omega)/\Delta\epsilon_1$ можно определить по наклону диаграммы Арганда, применив метод наименьших квадратов. Спектральный шаг измерений при всех температурах между азотной и комнатной составлял 2 мкм. Найденные таким способом значения $\gamma(T)$ приведены для обоих сплавов на рис. 3.

Увеличение концентрации железа с 3 до 8%, как следует из этого графика, приводит к повышению величины γ . При низких температурах это повышение особенно заметно. С понижением температуры как $\gamma(T)$, так и $\rho(T)$ ниже T_c приближаются к конечным значениям. Высокое остаточное электросопротивление, как указывается в [1], связано с рассея-

нием электронов проводимости на спиновых неоднородностях. Остаточное значение оптической частоты релаксации в этих сплавах, по-видимому, обусловлено также этим типом рассеяния. Заметим, что влияние лишь электрон-фонового рассеяния даже с учетом квантовых эффектов в низкотемпературной области не объясняет наблюдаемого поведения $\gamma(T)$. Экспериментально полученная зависимость $\gamma(T)$ в ферромагнитной области является следствием аддитивности вкладов обоих типов рассеяния в γ . При этом резкого перегиба кривой $\gamma(T)$ в точке T_c не происходит как из-за отсутствия скачка в нарастании электрон-магнитного взаимодействия, так и ввиду существования ближнего магнитного порядка при температурах несколько выше T_c . Вывод об активной роли сильного рассеяния электронов на спиновых неоднородностях при отражении света в инфракрасной области спектра был сделан в работе [4] для случая редкоземельных металлов. В условиях преобладания такого взаимодействия в сплавах Pd-Fe, слабо легированных железом, этот эффект также может превышать вклад в γ от электрон-фонового механизма релаксации.

Согласно [3], прямолинейный вид зависимости ϵ_1 и $\epsilon_2 \omega$ от $(\omega^2 + \gamma^2)^{-1}$ в инфракрасном диапазоне вдали от квантового поглощения позволяет вычислить квадрат плазменной частоты Φ^2 (в случае свободных электронов однозначно определяющий концентрацию основной группы электронов проводимости $N_{\text{опт.}} = \Phi^2 m / 4 \pi e^2$), а также слабодиспергирующие дополнительные вклады в поляризуемость P и световую проводимость $4\pi\sigma_0$. Численные значения этих параметров при температурах 78 и 293 К представлены для обоих сплавов в таблице.

Результаты измерений показали значительное влияние температуры образцов на величину плазменной частоты. Понижение температуры с 293 до 78 К, например, ведет к уменьшению Φ^2 (и, следовательно, $N_{\text{опт.}}$) почти на 30%. Зависимость $N_{\text{опт.}}$ от температуры была замечена в ряде поливалентных и переходных металлов, а также сплавов [5-7]. Теоретические представления, разработанные для случая поливалентных $s-p$ -металлов [8], в качестве главной причины такой зависимости называют влияние тепловых колебаний кристаллической решетки на периодический потенциал. В трактовке оптических свойств металлов с позиций псевдопотенциала повышение температуры, например, приводит к уменьшению его фурье-компонент, что в свою очередь обуславливает увеличение $N_{\text{опт.}}$. В случае переходных d -металлов теоретически эта проблема не исследовалась, хотя ряд экспериментов показал, что влияние температуры на оптическую концентрацию электронов значительно.

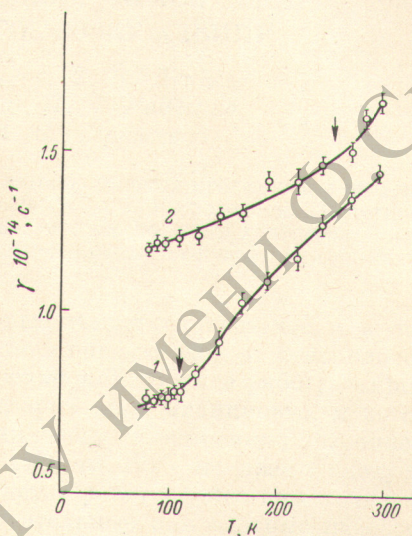


Рис. 3. Температурная зависимость частоты релаксации сплавов Pd-3% Fe (1) и Pd-8% Fe (2).

Стрелками обозначены T_c .

Характеристики электронов проводимости	Pd - 3% Fe		Pd - 8% Fe	
	78 К	293 К	78 К	293 К
$\gamma \cdot 10^{-14} \text{ с}^{-1}$	0.72	1.43	1.30	1.66
$\Phi^2 \cdot 10^{-30} \text{ с}^{-2}$	24	35	33	40
P	107	38	25	10
$4\pi \sigma_0 \cdot 10^{-17}, \text{ с}^{-1}$	1.05	0.8	0.72	0.57

Литература

- [1] Л. И. Абрамова, Г. В. Федоров, Н. В. Волкенштейн. ФММ, 35, 527, 1972; ФММ, 36, 501, 1973.
- [2] Ж. Дуйсебаева, М. И. Корсунский, Г. П. Мотулевич. Опт. и спектр., 34, 535, 1973.
- [3] М. М. Носков. Оптические свойства некоторых переходных металлов и двухполосная модель проводимости. Препринт ИФМ АН СССР, Свердловск, 1969.
- [4] А. Н. Волошинский, А. Ф. Рыбалков, Ю. В. Князев, М. М. Носков. Тр. Международной конференции по магнетизму. т. 1 (2), 151. «Наука», М., 1974.
- [5] Г. П. Мотулевич. Тр. ФИАН, 55. «Наука», М., 1971.
- [6] Ю. В. Князев, М. М. Носков. ФММ, 33, 546, 1972; ФММ, 35, 478, 1973.
- [7] М. М. Кириллова, Л. В. Номерованная. ФММ, 40, 983, 1975.
- [8] Г. П. Мотулевич. ЖЭТФ, 51, 1918, 1966.

Поступило в Редакцию 9 ноября 1976 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф.Скоринны