$$\overline{\Delta_x^2}\left(\alpha=\frac{\pi}{2},\ \beta=\frac{\pi}{2}\right)=\overline{\Delta_x^2}(\alpha=0),$$

$$\overline{\Delta_y^2}\left(\alpha=\frac{\pi}{2},\ \beta=\frac{\pi}{2}\right)=\frac{\overline{\Delta_y^2}(\alpha=0)}{e^2}.$$

В последнем случае дисперсии $\overline{\Delta_x^2}$, $\overline{\Delta_y^2}$ зависят от угла падения так же, как при изотропной функции корреляции неоднородностей, а величина $\overline{\Delta_y^2}$ уменьшается в e^2 раз.

Количественная оценка результатов расчета эффекта расплывания ограниченного пучка за счет рассеяния на анизотропных неоднородностях в «линейном» ионосферном слое F с параметрами $\overline{\varepsilon_1^2}=5\cdot10^{-3}$, $z_0=100$ км, $b=2$ км приведена на рис. 1 и 2. Кривые на рисунках иллюстрируют зависимость стандартов флуктуаций $\sqrt{\overline{\Delta_x^2}}$, $\sqrt{\overline{\Delta_y^2}}$ на разных радиотрассах от угла падения θ_0 и построены для двух значений отношения e: 2,5 и 10. При этом штрих-пунктирные кривые построены при $e=10$, а штриховые — при $e=2{,}5$. Сплошная кривая *1* на рис. 1 соответствует как случаю рассеяния на изотропных неоднородностях (радиус корреляции $l=b=2$ км), так и случаям 1 и 3, рассмотренным выше, а кривые *2* и *3* на этом же рисунке соответствуют случаю 2.

На рис. 2 кривая *1* соответствует как случаю изотропной функции корреляции, так и случаю 1; кривые *2* и *4* — случаю 2; кривые *3* и *5* — случаю 3. Видно, что при всех случаях дисперсии флуктуаций горизонтального смещения пучка и в плоскости падения ($\overline{\Delta_x^2}$) и поперек плоскости падения ($\overline{\Delta_y^2}$) убывают с увеличением угла падения θ_0, становясь несущественными при больших углах.

Заметим, что здесь рассмотрено расплывание ограниченного пучка, вызванное рассеянием в «линейном» ионосферном слое. Если же частота сигнала приближается к критической частоте, то следует рассматривать модель «параболического» ионосферного слоя. Очевидно, в этом случае расплывание пучка, обусловленное рассеянием, будет больше.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гусев В. Д., Приходько Л. И. «Геомагнетизм и аэрономия», 1976, 16, № 5.
2. Гусев В. Д., Кушнеревский Ю. В., Миркотан С. Ф. — В сб.: Исследование неоднородностей в ионосфере, № 4, 1960.

Поступила в редакцию
27.12 1976 г.
Кафедра
физики атмосферы

УДК 539.292:537.311.62:536.48

О. С. Галкина
И. Н. Захарова

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА СПЛАВОВ HoSm ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

Исследованы температурные зависимости электросопротивления четырех поликристаллических образцов HoSm с процентным содержанием 1,5; 3; 4; 10; 15%. Найдено, что для всех образцов в интервале температур 110—130 К существует резкое изменение сопротивления. Из этих кривых получены значения точки Нееля для данных сплавов. Показано, что добавка Sm к Ho понижает точку Нееля в среднем на 1,6 К на 1% Sm в интервале концентраций 0—4% и на 0,8 К в интервале концентраций 4—15%. Обсуждается характер аномалий при $T\simeq T_N$.

Электрическое сопротивление является характеристикой, чувствительной к различным изменениям структуры вещества, в том числе и к изменениям магнитной структуры. Особенно чувствительным к изменениям магнитной структуры является сопротивление редкоземельных металлов и сплавов, так как их атомы обладают большим магнитным моментом [1].

Исследуемые сплавы HoSm изготовлены в Гиредмете, там же проведен химический анализ их состава. Образцы подвергались отжигу при 800°С в течение 3 ч.

На рис. 1 приведены кривые, показывающие зависимость $\rho(T)$ для сплавов, содержащих Sm 1,5% (*1*) и 10% (*2*).

На обеих кривых наблюдается резкое изменение хода $\rho(T)$ при температурах 130 К и 110 К соответственно. На кривой *2* наблюдается небольшой максимум, в то время как кривая *1* показывает только излом, максимум отсутствует. Для образцов с 3, 4 и 15% Sm ход кривой $\rho(T)$ аналогичен ходу кривой *2*.

Мы считаем, что небольшие присадки Sm не меняют тип магнитных переходов в Но, что подтверждается измерением намагниченности образцов этого состава.

Поэтому мы отождествляем температуры, при которых наблюдаются описанные аномалии $\rho(T)$, с температурами Нееля данных сплавов.

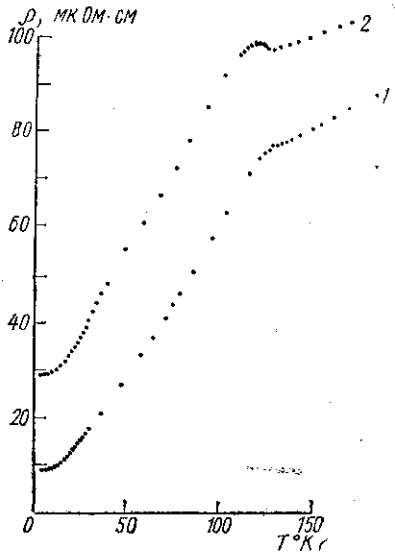

Рис. 1

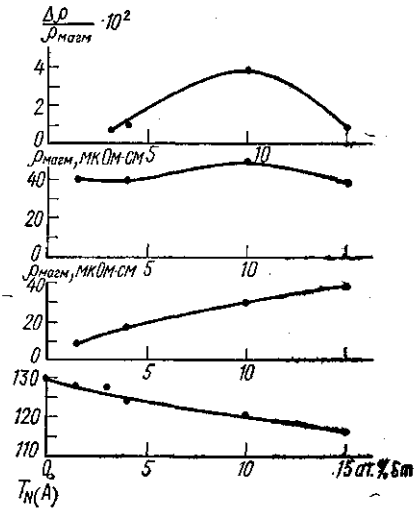

Рис. 2

Существование максимума на кривой $\rho(T)$ может быть связано с тем, что в области температуры Нееля имеются флуктуации магнитного момента. На существование подобного максимума в точке Кюри было указано в работе Кривоглаза и Рыбака [2], где была исследована роль различного типа статистических неоднородностей кристаллической решетки и был произведен теоретический расчет влияния флуктуаций магнитного момента решетки на электропроводность ферромагнитных полупроводников.

Следует отметить, что этот расчет сделан для полупроводников [3], однако существование максимума электросопротивления в области магнитных превращений у металлов подтверждает предсказание теории Кривоглаза и Рыбака. Распределение атомов Но и Sm в веществе не является идеально однородным, а следовательно, не является равномерным распределение электронной плотности в нем. Поэтому обменное взаимодействие в разных микрообластях неодинаково, и разрушение антиферромагнитной фазы происходит в некотором интервале температур. При этих температурах флуктуации магнитного порядка становятся чрезвычайно большими, что должно приводить к более сильному рассеянию тока. При дальнейшем повышении температуры эти микрообласти разрушаются, и подвижность носителей тока возрастает. Это согласуется с ходом кривых на рис. 1.

На кривой $\rho(T)$ для 1,5% Sm максимум отсутствует, а есть только излом. Зависимость величины максимума $\Delta\rho$ от концентраций Sm для образцов 3, 4, 10 и 15% показана на рис. 2. Из рисунка видно, что с ростом концентрации Sm до 10% величина $\Delta\rho/\rho_{ост}$ растет, а затем начинает падать. Это значит, что эффект рассеяния на флуктуациях магнитного порядка увеличивается с ростом концентрации, когда примеси еще мало, а при больших количествах примесей роль неоднородностей падает.

В соответствии с правилом Матиссена сопротивление РЗМ можно представить в виде

$$\rho = \rho_{ост} + \rho_{эл} + \rho_{фон} + \rho_{магн},$$

где $\rho_{ост}$ — остаточное сопротивление, определяемое при ОК и не зависящее от температуры, $\rho_{эл}$ — сопротивление, связанное с электрон-электронными столкновениями, $\rho_{фон}$ — сопротивление, связанное с рассеянием на фононах, $\rho_{магн}$ — сопротивление рассеяния на магнитных неоднородностях.

Нами подсчитано $\rho_{магн}$ для парамагнитной области. Результаты приведены на рис. 2. $\rho_{магн}$ мы рассчитывали путем экстраполяции линейного участка кривой $\rho(T)$ при $T>T_N$ до пересечения с осью ρ. Это оправдано тем, что $\rho_{фон}$ линейно растет с температурой, $\rho_{эл}$ обычно является малым по сравнению с общим сопротивлением ρ, и мы пренебрегаем им, $\rho(T)$ при $T>T_N$ также с достаточной точностью линейно. По кривым $\rho(T)$ были определены точки Нееля T_N для исследуемых сплавов. T_N определялись по положению максимума на кривой $\rho(T)$ для образцов с 3, 4, 10 и 15% Sm и по точке пересечения прямых участков $\rho(T)$ для образца с 1,5% Sm.

На рис. 2 представлена зависимость T_N от концентрации Sm. Ход кривой T_N (% Sm) показывает, что с увеличением содержания Sm на 1% точка Нееля понижается примерно на 1,6 К в интервале концентраций 0% Sm — 4% Sm и на 0,8 К при концентрациях от 4 до 15%.

Наши измерения показали, что в районе точки Кюри заметных аномалий в ходе кривой $\rho(T)$ не наблюдалось. Это совпадает с данными для чистого Но [4].

ЛИТЕРАТУРА

1. Белов К. П., Белянчикова М. А., Левитин Р. З., Никитин С. А. Редкоземельные ферро- и антиферромагнетики. М., 1965.
2. Кривоглаз М. А., Рыбак С. А. ЖТФ, 1958, 28, 940.
3. Кондорский Е. И., Галкина О. С., Черникова Л. А. ЖЭТФ, 1960, 38, вып. 2.
4. Тейлор К., Дарби М. Физика редкоземельных соединений. М., 1974.

Поступила в редакцию
19.11 1976 г.
Кафедра
магнетизма

УДК 551.558.1:551.465.7

Е. П. Анисимова
А. А. Сперанская
В. П. Суханов

О ВЛИЯНИИ СТРАТИФИКАЦИИ ВЛАЖНОСТИ НА УСЛОВИЯ ВОЗНИКНОВЕНИЯ СВОБОДНОЙ КОНВЕКЦИИ

В условиях неустойчивой стратификации плотности в приводном слое воздуха возможно возникновение свободной конвекции. Последняя реализуется, когда критерий Рэлея превышает некоторое критическое значение. Выражение для критерия Рэлея имеет вид

$$R_a = \frac{g\beta l^4 dT/dz}{\chi\nu}, \tag{1}$$

где g — ускорение свободного падения, β — коэффициент термического расширения воздуха, l — характерный линейный размер, $\frac{dT}{dz}$ — градиент температуры, χ и ν — температуропроводность и кинематическая вязкость соответственно. Это выражение получено для среды, в которой плотностная стратификация определяется только температурой. При определении же плотностной стратификации приводного слоя воздуха необходимо учитывать распределение не только температуры, но и влажности.

Совместное влияние на стратификацию плотности температуры и влажности можно описать, введя виртуальную температуру

$$T_в = T(1 + 0{,}61q), \tag{2}$$