цию g, сопоставим, ее измерение даст возможность жестко контролировать совокулность данных о  $\lambda$ ,  $c_p$  и  $\rho$ . Если в функции g явно преобладает одна из ее составляющих, как это должно быть при приближении к критической точке, то регистрация  $\Theta_2$  может лежать в основе метода непосредственного измерения этой производной ( $\alpha_p$ ).

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Филиппов Л. П. Измерение теплофизических свойств веществ методом периодического нагрева. М., 1984. [2] Филиппов Л. П.//Теплофизика высоких температур. 1984. Т. 2, № 4. С. 679—685.

Поступила в редакцию 13.03.87

## ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1988. Т. 29, № 1

## ФИЗИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА

#### УДК 538.56.029.6

# ДОПОЛНИТЕЛЬНЫЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЙ РЕЗОНАНС В сферическом образце феррита

#### С. А. Киров, Н. Е. Сырьев

(кафедра общей физики для физического факультета; кафедра радиофизики CB4)

В диапазоне частот 3,4—5,8 ГГц экспериментально исследован спектр поглощения сферического образца монокристалла никелевого феррита. Впервые обнаружены резонансные колебания, возбуждаемые однородным электрическим полем, существование которых было ранее предсказано теоретически.

В настоящей работе экспериментально обнаружен электромагнитный резонанс, возбуждаемый однородным переменным электрическим полем в сферическом образце феррита. Резонансные явления в гиромагнитных образцах исследовались в основном для двух случаев: в магнитоспатическом (МС) приближении [1] с учетом малых по-правок на эффект распространения [2] и для модели электромагнитных колебаний образца как открытого диэлектрического резонатора в области высоких частот, где магнитную проницаемость можно считать близкой к единице [3]. Рассматривался также спектр в приближении связи этих типов колебаний в окрестностях пересечений ветвей [4]. Общий расчет спектра электромагнитных колебаний их резонансных с учетом гиротропни тензора магнитной пронацаемости µ, проведенный в [5] для сметана сферического образца произвольного радиуса, показал, что имеются еще и дополнительные типы колебаний. Интенсивность их возбуждения пропорциональна r<sup>5</sup>, r<sup>7</sup> и т. д., где r — радиус образца, в отличне от первых двух типов колебаний, интенсивность которых пропорциональна r<sup>3</sup>. Две простейшие моды из числа данных дополнительных колебаний, возбуждаемые однородным переменным электрическим чюлем Е, были рассмотрены в [6] на основе математической теории, разработанной в [7]. Они имеют резонансные частоты

 $\omega = \gamma (H_i + 2\pi M)$ 

 $\omega = \gamma (H_i^2 + 4\pi M H_i)^{1/2}$ 

(1)

И

(2)

и возбуждаются полем  $\mathbf{E}_{\perp}\mathbf{H}_0$  и  $\mathbf{E}_{\parallel}^{(\mathbf{H}_0)}$  соответственно, где  $\mathbf{H}_0$  — внешнее поле,  $H_i$  — внутреннее эффективное поле в образце,  $\gamma$  — гиромагнитное отношение, M намагниченность насыщения. Резонанс электрической восприимчивости объясняется процессом второго порядка: однородное переменное поле  $\mathbf{E}$  вызывает появление вихревого магнитного поля, а переменная магнатная индукция норождает индуцированное электрическое поле, имеющее однородную резонансную составляющую. Существование данных резонансов обусловлено резонансным характером тензора  $\hat{\mu}$ . Экспериментально данные резонансы пока не наблюдались. Обнаружению одного из них и посвящена данная работа.

Измерения слектров поглощения в зависимости от подмагничивающего поля  $H_0$  проводились на сферическом образце монокристалла никелевого феррита диаметром

1,85 мм при намагничивании вдоль «трудной» оси (100) в полях, больших поля насыщения  $H_s$ . Тензор магнитной восприимчивости  $\hat{\mu}$  имеет в этом случае симметричный вид ( $\mu_x = \mu_y$ ), что подразумевалось при выводе (1), (2). Образец помещался в области пучности электрического поля прямоугольного резонатора так, что  $E \perp H_0$ . Дополнительная концентрация электрического поля достигалась введением в широкую стенку резонатора немагнитного винта, под которым и размещался образец. Разумеется, кроме концентрации поля *E* винт создавал большую общую неоднородность ВЧ полей, так что одновременно могли возбуждаться и неоднородные типы колебаний. Типичный вид спектра поглощения образца показая на рисунке, *б*. Экспериментальные зависимости резонансных частот от  $H_0$  приведены на рисунке, *а* в виде точек,



Зависимости резонансных частот от подмагничивающего поля: сплошные линии теоретический расчет, точки — эксперимент (a). Интенсивность сигнала поглощения I (в относительных единицах) в зависимости от подмагничивающего поля (б)

теоретические зависимости показаны сплошными линиями. Помимо последовательности пиков неоднородных МС мод с уокеровскими индексами (n, n, 0), интенсивность-которых монотонно и резко падает с ростом n, обнаружены также пики резонансной ветви *AB*, выделяющиеся из данной последовательности своей интенсивностью и ши-риной (см. рисунок, б). Экспериментальная зависимость  $\omega(H_0)$  данной ветви хорошо описывается формулой (1), в которой  $H_i = H_0 - (4/3)\pi M + 2K_1/M$  с учетом поля кубической кристаллографической анизотропии. При расчете частот как МС мод, так и ветви AB использовались следующие параметры образца: 4πM=3200 Гс, K<sub>1</sub>/M= =-265 Э, γ=3,11 МГц/Э. Небольшие расхождения расчета с экспериментальными резонансными частотами как ветви АВ, так и МС мод, вероятно, обусловлены неточностью определения параметров образца и игнорированием в расчете второй константы кристаллографической анизотропии. Ветвь АВ лежит на верхней частотной границе спектра MC колебаний, соответствующей модам типа (n, n, 0) при n→∞. Интенсивность их возбуждения в условиях эксперимента быстро и монотонно падает, так что моды с n>8° вообще не наблюдаются. Это указывает на другое происхождение ветви АВ и дает основание для достоверного выделения ее из всего наблюдавшегося спектра МС мод. Второй дополнительный резонанс с частотой (2), возбуждаемый полем E Ho, имеет более низкие частоты, попадающие внутрь диапозона магнитостатических мод, и с достоверностью не был пока зарегистрирован.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Walker L. R.//Phys. Rev. 1957. **B105**, N 2. P. 390—399. [2] Plumier R.// //Physica. 1962. 28, N 4. P. 423—432. [3]. Gastine M., Courtois L., Dormann J. L.//IEEE Trans. 1967. **MTT-15**, N 12. P. 694—700. [4]. Мелков Г. А.// //Изв. вузов. Радиоэлектроника. 1975. 18, № 8. С. 107—110. [5] Новицкас М. М., Шугуров В. К.//Литовский физ. сборник. 1972. 12, № 3. С. 377—385. [6] Вгі zis R. S., Furdyna J. K.//Phys. Rev. 1977. B16, N 7. Р. 3273—3276. [7] Ford G. W. Furdyna J. K., Werner A.//Ibid. 1975. B12, N 4. Р. 1452—1465.

Поступила в редакцию 07.04.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 1

## **ДЕПОНИРОВАНИЕ**

УДК 621.373.826.038.824

Механизм переноса энергии электронного возбуждения в условиях ламповой накачки растворов красителей/Левин М. Б., Родченкова В. В., Рева М. Г., Ужинов Б. М.

Исследован механизм переноса энергии между компонентами активных лазерных растворов при их возбуждении импульсными лампами. Рассчитаны константы скорости излучательного спонтанного и генерационного переноса в зависимости от концентрации акцептора. Показано, что по сравнению с лазерным возбуждением роль генерационного переноса в том же концентрационном интервале незначительна по сравнению с излучательным спонтанным переносом. "Деп. ВИНИТИ № 5577-В87 от 04.08.87

## ЭДК 621.315.529

О механизме возникновения четного фотомагнитного эффекта/Николаев В. И., Север Г. Н., Шилова Т. В.

С целью выяснения механизма образования четного фотомагнитного эффекта (ФМЭ) в полупроводниках были проведены экспериментальные исследования этого эффекта в различных режимах цели нечетного ФМЭ на образцах р-Ge. В той же геометрин опыта, что и для ФМЭ, измерялась также зависимость фото-холл-эффекта (ФХЭ) от тока через образец. Показано, что четный ФМЭ наряду с составляющей, обусловленной диффузионным током, содержит в себе и составляющую, которая представляет собой ФХЭ от тока проводнмости нечетного ФМЭ. Предложены способы разделения четного ФМЭ на составляющие, изучение которых облегчает интерпретацию эффекта. Исследования составляющих четного ФМЭ наряду с нечетным ФМЭ мотут быть использованы для определения параметров основных и неосновных носителей тока.

Деп. ВИНИТИ № 6590-В87 от 09.09.87

#### УДК 537.534.7:537.534.8

Расчет энергии связи атомов компонент на поверхности монокристалла медьзникель / Самойлов В. Н., Васильченко В. Ю.

Проведен точный расчет энергии связи атомов Си и Ni на поверхности грани (001) монокристалла CuNi. Показано, что наблюдается существенное уменьшение разницы значений энергии связи атомов Ni и Cu по сравнению с таковой для чистых материалов. Полученные результаты необходимо учитывать в расчетах преимущественного распыления двухкомпонентных сплавов и соединений, при разработке методов анализа состава и структуры поверхности двухкомпонентных материалов с помощью ионных пучков.

Деп. ВИНИТИ № 3190-В87 от 05.05.87

УДК 537.534

Квантовые эффекты при эмиссии атомных частиц/Эльтеков В. А., Самойлов В. Н.