

УДК 535.338.334

ПРИБЛИЖЕНИЕ СРЕДНЕЙ СКОРОСТИ В ТЕОРИИ УШИРЕНИЯ СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЙ В ГАЗАХ

С. Ю. Никитин

(кафедра общей физики и волновых процессов)

1. В работах [1—4] были получены выражения для формы спектра спонтанного комбинационного рассеяния (СКР) и активной спектроскопии (АСКР) в газах. Однако расчет по этим формулам удается провести только в предельных случаях высоких и низких давлений; в промежуточной области форма и ширина спектральных линий не выражаются через табулированные функции. В настоящей работе предлагается приближенный метод оценки ширины линии, позволяющий получить результат в аналитической форме при любом давлении газа.

2. Запишем уравнение для матрицы плотности молекулы газа в виде [5]

$$\frac{\partial \rho_{ij}}{\partial t} + v_z \frac{\partial \rho_{ij}}{\partial z} = \frac{i}{\hbar} [\rho, H]_{ij} + R_{ij}, \quad (1)$$

где v_z — скорость молекулы в направлении оси z , H — гамильтониан, R_{ij} — релаксационная матрица. Для недиагональных элементов $R_{ij} = -\rho_{ij}/T_2$, где T_2 — время дефазировки колебаний в результате столкновений. Поляризацию вещества вычисляем по формуле

$$\vec{\mathcal{P}}(v_z) = N \text{Tr}(\rho \mathbf{d}) = N \sum_{i,j} \rho_{ij} \mathbf{d}_{ij}, \quad (2)$$

затем усредняем по скоростям молекул

$$\langle \vec{\mathcal{P}} \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \vec{\mathcal{P}}(v_z) f(v_z) dv_z \quad (3)$$

и подставляем в уравнение поля

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{4\pi}{c^3} \frac{\partial^2 \langle \vec{\mathcal{P}} \rangle}{\partial t^2}. \quad (4)$$

В формулах (2), (3) N — число частиц в единице объема, \mathbf{d} — оператор дипольного момента молекулы,

$$f(v_z) = (\sqrt{2\pi} v_0)^{-1} \exp(-v_z^2/2v_0^2), \quad v_0^2 = kT/m \quad (5)$$

— функция распределения молекул по скоростям, k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, m — масса молекулы. При $v_z=0$ формулы (1)—(4) переходят в обычные соотношения полуклассической теории взаимодействия излучения с веществом [6].

3. Используя формулы (1)—(5) и методику расчета [6], получим следующие выражения для спектров СКР и АСКР в газах:

$$G_{\text{СКР}}(\omega) \propto \text{Re} w(s), \quad G_{\text{АСКР}}(\omega) \propto |w(s)|^2, \quad (6)$$

где

$$s = \frac{i - \omega T_2}{\sqrt{2} T_2 k_0 v_0}, \quad \omega(s) = e^{-s^2} \left[1 + \frac{2i}{\sqrt{\pi}} \int_0^s e^{x^2} dx \right], \quad (7)$$

k_0 — волновое число молекулярных колебаний, частота ω отсчитывается от центра линии. Ширину линии (по полувысоте) можно определить из графика $G(\omega)$, используя таблицы функции $\omega(s)$ [7]. Спектр $G(\omega)$ симметричен [8].

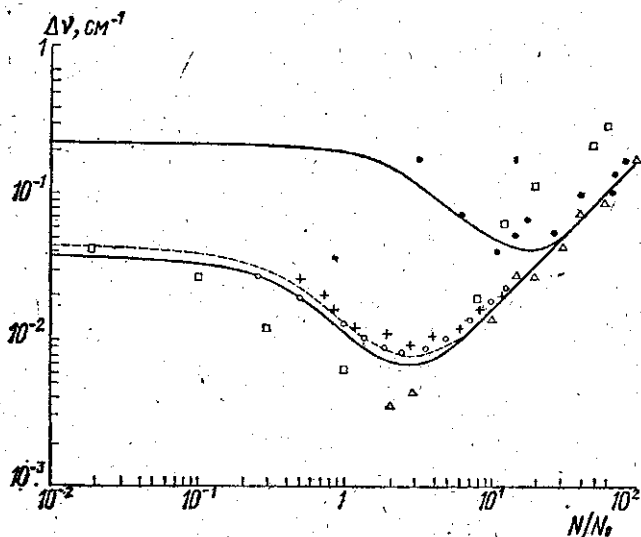


Рис. 1. Ширина линии СКР (сплошные кривые) и АСКР (пунктир) в водороде в зависимости от давления: нижняя кривая — рассеяние вперед, верхняя — назад. Экспериментальные точки ○ [11] и ● [10] получены методом ВКР-усиления для рассеяния вперед и назад ($\lambda_n = 0,69$ мкм) соответственно; △ [3] — методом СКР, □ [4] — методом АСКР с импульсной накачкой, + [12] — методом АСКР с непрерывной накачкой. По горизонтальной оси — плотность газа в амага

4. Возможность получения аналитических выражений (6) и (7) для спектров связана с тем, что в уравнении (1) скорость v_z не зависит от времени. По этой же причине формулы (6) и (7) не описывают эффект сужения линий в результате столкновений (эффект Дикке — см. рис. 1), который возникает вследствие локализации молекул в области пространства, малой по сравнению с длиной световой волны [9]. Предлагаемый метод описания эффекта Дикке основан на том, что доплеровское уширение линий в газах определяется средней скоростью, с которой молекулы перемещаются на расстояние порядка длины световой волны, а не мгновенной скоростью молекул [1].

5. Введем среднюю скорость

$$v_{cp} = a/k_0\tau_0 \quad (8)$$

и сделаем замену

$$v_0 \rightarrow v_{cp} \quad (9)$$

в формуле (7). Здесь τ_0 — среднее время перемещения молекулы на расстояние ak_0^{-1} порядка длины световой волны, $a = \sqrt{8 \ln 2}$ (см. ниже). Поскольку среднеквадратичное смещение молекулы вдоль оси z за время t равно $\langle z^2 \rangle = 2(v_0\tau_0)^2(t/\tau_0 - 1 + e^{-t/\tau_0})$, где τ_0 — эффективное время свободного пробега [1], τ_0 есть решение уравнения

$$a^2/2p^2 + 1 = q + e^{-q}, \quad \text{где } p = k_0 v_0 \tau_0, \quad q = \tau_0/\tau_0. \quad (10)$$

В пределе низких давлений ($\tau_0 \rightarrow \infty$) отсюда получаем $v_{cp}(N \rightarrow 0) = v_0$, в пределе высоких давлений ($\tau_0 \rightarrow 0$) находим $v_{cp}(N \rightarrow \infty) = 2k_0 v_0^2 \tau_0 / a \rightarrow 0$. Допустим, что дефазировка колебаний при столкновениях можно пренебречь ($T_2 \rightarrow \infty$). Тогда согласно (6), (7) и (9) линия

СКР имеет гауссовский контур с шириной $\Delta\omega = k_0 v_{cp} \sqrt{8 \ln 2}$, откуда в пределе высоких давлений $\Delta\omega(N \rightarrow \infty) = 2k_0^2 v_0^2 \tau_3 \sqrt{8 \ln 2} / a$. С другой стороны, как показывает точный расчет [1], $\Delta\omega(N \rightarrow \infty) = 2k_0^2 v_0^2 \tau_3$, причем линия имеет лоренцеву форму. Сравнивая две последние формулы, находим $a = \sqrt{8 \ln 2}$. Зависимость $q = q(p)$, вытекающая из уравнения (10), показана на рис. 2.

6. Рассчитаем ширину линии СКР в H_2 в зависимости от давления. Положим $m = 3,34 \cdot 10^{-24}$ г, $T = 293$ К, $k_0 = k_H - k_c = 2\pi v_0$, $v_0 = 4155$ см $^{-1}$. Для рассеяния назад при $\lambda_n = 0,69$ мкм [10] имеем $k_0 = k_H + k_c = 1,56 \times 10^5$ см $^{-1}$. Время столкновительной дефазировки T_2 для водорода известно из работы [3]: $T_2 = (N/N_0)^{-1} \cdot 7,1$ нс, где $N_0 = 2,7 \cdot 10^{19}$ см $^{-3}$. Время τ_3 находим по формуле $\tau_3 = D/v_0^2$ [1], где $D = D_0/(N/N_0)$ — коэффициент диффузии. Для водорода $D_0 = 1,39$ см 2 ·амага/с [11]. Отсюда $\tau_3 = (N/N_0)^{-1} \cdot 0,12$ нс. Теоретические кривые, построенные по формулам (6) — (10), и экспериментальные данные [3, 4, 10—12] представлены на рис. 1. Отметим, что в области низких давлений линии СКР и АСКР отличаются по ширине в 1,2 раза и

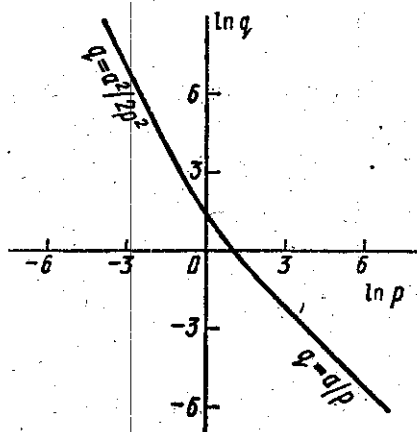


Рис. 2. График функции $q = q(p)$, являющейся решением уравнения (10)

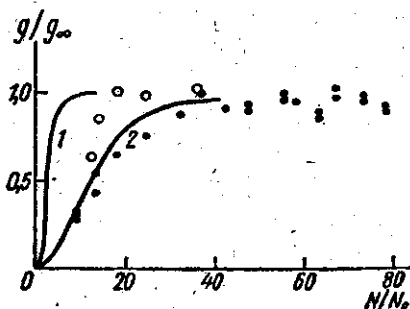


Рис. 3. Постоянная усиления ВКР в водороде в зависимости от давления: 1 — рассеяние вперед, 2 — рассеяние назад. Экспериментальные точки взяты из работы [10], $\lambda_n = 0,69$ мкм

имеют различную форму. Этот вопрос обсуждался в работе [13] (см. также [6, с. 370]). В пределе высоких давлений обе линии имеют лоренцеву форму и ширину $\Delta\omega = 2/T_2$. На рис. 3 показаны зависимость постоянной усиления ВКР в водороде от давления, построенная по формулам

$$g = g_\infty \cdot J, \quad J = \sqrt{\pi} \gamma \exp(\gamma^2) [1 - \Phi(\gamma)],$$

$$\gamma = (\sqrt{2} T_2 k_0 v_{cp})^{-1}, \quad \Phi(\gamma) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^\gamma e^{-x^2} dx, \quad (11)$$

и экспериментальные данные, взятые из работы [10]. Добавим, что усиление в центре линии сигнала АСКР в зависимости от давления определяется фактором $|J|^2$.

7. Из рис. 1, 3 видно, что теоретические кривые, рассчитанные в приближении средней скорости, и экспериментальные данные по водороду хорошо согласуются между собой. Таким образом, в приближении средней скорости удастся описать газ при произвольном давлении

нии, пользуясь простой моделью сильно разреженного газа, скорости молекул которого не зависят от времени.

Автор благодарен Ю. Е. Дьякову за поддержку и полезные обсуждения затронутых здесь вопросов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] Раутиан С. Г., Собельман И. И. УФН, 1966, 90, с. 209. [2] Galat-gy L. Phys. Rev., 1961, 122, p. 1218. [3] Murray J. R., Javan A. J. Mol. Spectr., 1972, 42, p. 1. [4] De Martini F., Simoni F., Santamato E. Opt. Comm., 1973, 9, p. 176. [5] Брюер Р. В кн.: Нелинейная спектроскопия. М.: Мир, 1979, с. 119. [6] Ахманов С. А., Коротеев Н. И. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. М.: Наука, 1981. [7] Фаддеева В. Н., Терентьев Н. М. Таблицы значений интеграла вероятностей от комплексного аргумента. М.: Гостехиздат, 1954. [8] Справочник по специальным функциям. Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М.: Наука, 1979, с. 146. [9] Dicke R. H. Phys. Rev., 1953, 89, p. 472. [10] Бломберген Н. УФН, 1969, 97, с. 307. [11] Ouyoung A. Opt. Lett., 1978, 2, p. 91. [12] Hennesian M. A. et al. Opt. Comm., 1976, 18, p. 225. [13] Hennesian M. A., Byer R. L. J. Opt. Soc. Am., 1978, 68, p. 648.

Поступила в редакцию
22.07.82

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА, АСТРОНОМИЯ, 1983, Т. 24, № 3

УДК 538.221:538.632

К АНИЗОТРОПИИ АНОМАЛЬНОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА В НИКЕЛЬ-ПАЛЛАДИЕВЫХ МОНОКРИСТАЛЛАХ

Р. П. Васильева, Г. М. Мяликгулыев, С. И. Стадник

(кафедра магнетизма)

Анизотропия аномального эффекта Холла в ферромагнитном никеле наблюдалась экспериментально [1, 2]. При этом измеряемая величина анизотропии значительно превышает ожидаемую в результате понижения симметрии кубической решетки при наложении внешнего магнитного поля. Теоретической интерпретации наблюдаемой величины анизотропии эффекта Холла до сих пор нет.

В данной работе проведено исследование аномального эффекта Холла в монокристаллических Ni- и Ni-Pd-сплавах, с концентрацией $C_{Pd} = 10, 20, 25, 30, 50, 60$ и 70 ат. % при комнатной температуре. Измерения проводились на образцах, вырезанных электронно-микроскопическим способом из монокристаллических слитков, полученных методом Бриджмена в вакууме. После травления и электрополировки образцы отжигались в вакууме при температуре 900°C в течение 24 ч. При измерениях вектор плотности тока имел постоянное направление вдоль оси типа $\langle 110 \rangle$, а магнитное поле направлялось вдоль осей типа $\langle 111 \rangle$, $\langle 112 \rangle$, $\langle 110 \rangle$ и $\langle 100 \rangle$.

Результаты измерений вдоль двух выбранных направлений представлены на рисунке. Как следует из графика, в области концентраций от 0 до 30 ат. % Pd анизотропия проявляется таким образом, что величина эффекта больше, когда магнитное поле направлено вдоль оси типа $\langle 111 \rangle$ и заметно меньше, когда поле параллельно оси типа $\langle 100 \rangle$. С ростом содержания в сплаве палладия (до 25 ат. %) наблюдается некоторое увеличение анизотропии эффекта Холла. При дальнейшем росте концентрации степень анизотропии снижается и при 35 ат. % Pd происходит смена знака анизотропии: эффект становится больше при ориентации поля вдоль оси $\langle 100 \rangle$ и меньше, когда поле