

- [6] С. А. Ахманов, Н. И. Коротеев. Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. Наука, М., 1981.
- [7] Б. А. Медведев. ЖЭТФ, 60, 32, 1971.
- [8] F. Klöckner, N. Schrötter. In: Raman spectroscopy of gases and liquids (ed. by A. Weber), 128. Springer Verlag, Berlin, Heidelberg, N. Y., 1979.
- [9] А. З. Грасюк, Ю. И. Карев, Л. Л. Лосев. Квант. электрон., 9, 174, 1982.
- [10] J. J. Barrett, M. J. Berry. Appl. Phys. Lett., 41, 1972, 1973.

Поступило в Редакцию 5 октября 1982 г.

УДК 535.375.5.01

ОПЫТ АЛЕКСАНДРОВА И ЗАПАССКОГО И КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЯНИЕ СВЕТА

Б. М. Горбовицкий и В. И. Перель

Недавно Александров и Запасский обнаружили в спектре флуктуаций поляризации света, прошедшего через пары натрия в магнитном поле, максимум на частоте магнитного резонанса атомов натрия в основном состоянии [1]. Результаты этого очень интересного эксперимента были интерпретированы в работах [1, 2] как проявление временных флуктуаций усредненного по объему среды показателя преломления. Случайно возникающая когерентность магнитных подуровней основного состояния натрия приводит к появлению флуктуационной поперечной намагниченности, прецессии которой вокруг магнитного поля и вызывает колебания показателя преломления на частоте парамагнитного резонанса.

Цель настоящей работы — показать, что обнаруженное в [1] явление можно интерпретировать и как результат интерференции комбинационно рассеянного вперед света (рис. 1) с прямо прошедшим лучом. При этом, как будет показано, интерференционная составляющая мощности на фотокатоде, обуславливающая эффект, не зависит (не убывает) от расстояния r между фотокатодом и рассеивающей средой, хотя сама интенсивность комбинационного рассеяния падает пропорционально $1/r^2$. Такая интерпретация позволяет провести аналогию между методом [1] и методом оптического смещения [3, 4], применявшимся для исследования рассеяния Мандельштама—Бриллюэна. При этом рассеянный свет распространяется под некоторым углом к падающему лучу и интерферирует с опорным лучом, отщепленным от падающего.

Рассмотрим типичную схему исследования комбинационного рассеяния методом оптического смещения (рис. 2) и покажем, что результаты этого рассмотрения могут быть перенесены на эксперимент [1].

Пусть на фотокатод падают два световых луча с напряженностями полей $E_2(r, t)$ и $E_3(r, t)$. Тогда суммарная интенсивность будет

$$I(r, t) = I_3 + \Delta I, \quad I_3 \sim |E_3^-(r, t)|^2, \quad (1)$$

$$\Delta I(r, t) \sim \text{Re} E_3^+(r, t) E_2^-(r, t). \quad (2)$$

В выражениях (1), (2) E_2 и E_3 разделены на положительно и отрицательно частотные части $E = E^+ + E^-$, $E_3^+ \sim \exp i\omega t$, $E_2^- \sim \exp i(\omega + \Omega)t$ и отброшены члены, колеблющиеся на двойной оптической частоте, а также члены $\sim E_2^2$. Предположим, что поле E_3 — плоская волна, нормально падающая на фотокатод и, значит, имеющая постоянную фазу на всей его плоскости. Поле E_2 — сферическая волна, рассеянная некоторой точкой A среды. Покажем, что интерференционная часть полной мощности, падающей на фотокатод, не убывает с расстоянием r_0 до него. Эта мощность пропорциональна интегралу по площади фотокатода от величины $[\exp ik'r]/r$, где k' — модуль волнового вектора рассеянной волны, r — расстояние от рассеивающей точки до данной точки M на фотокатоде. Полагая $r = r_0^2 + (\rho^2/2r_0)$ (ρ — расстояние точки M от проекции

точки A на фотокатод), убеждаемся, что этот интеграл равен $[2\pi \exp ik'r_0]/ik'$. Он не убывает с увеличением r_0 и не зависит от площади фотокатода, пока площадь фотокатода больше площади первой зоны Френеля r_0/k' . Физически это связано с тем, что на фотокатоде «работает» только первая зона Френеля, в пределах которой фаза сферической волны меняется на π . Вклады от остальных зон Френеля в интерференционной составляющей мощности взаимно компенсируются. В случае конечной ширины спектра $\Delta\omega$ падающего излучения интерференционная составляющая мощности будет суммой вкладов каждой из гармоник, и они не будут гасить друг друга, если разность хода между опорным и рассеянным лучами будет меньше, чем длина дуга $c/\Delta\omega$.

Положим

$$E_1^- \sim \sqrt{I_1} e^{-i\omega t}, \quad E_3^- \sim \sqrt{I_3} e^{-i\omega t + ikr_0}, \quad E_2^- \sim \sqrt{I_1 R \Delta V} \frac{1}{r} \exp [ik'r - i(\omega + \Omega)t + i\varphi], \quad (3)$$

где Ω — сдвиг частоты при рассеянии, R — коэффициент рассеяния [5], определенный так, что мощность P света, рассеянная в единицу телесного угла,

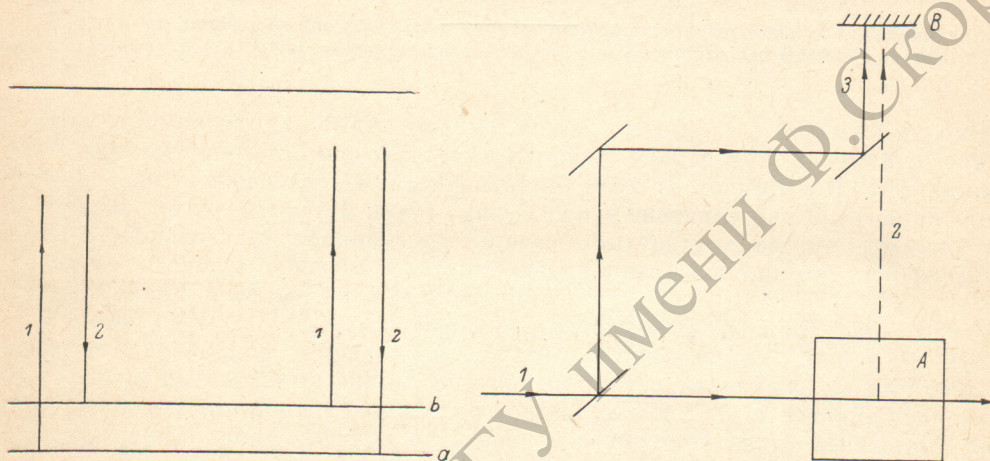


Рис. 1. Схема комбинационного рассеяния на атоме натрия.

1, 2 — падающий и рассеянный фотоны. Подуровни основного состояния a и b расщеплены магнитным полем.

Рис. 2. Возможная схема опыта по наблюдению интерференции комбинационно рассеянного света 2 с лучом 3, отщепленным от падающего.

A — рассеивающая среда, B — фотокатод.

равна: $P = I_1 R \Delta V$; ΔV — рассеивающий объем; φ — случайная фаза, зависящая от точки рассеяния. Интерференционный вклад в фототок Δi пропорционален составляющей ΔI [формула (2)], проинтегрированной по поверхности фотокатода и просуммированной по всем рассеивателям

$$\Delta i(t) = \frac{e}{\hbar\omega} \eta \sum_{\Delta V} \sqrt{I_1 I_3 R \Delta V} \operatorname{Re} \frac{2\pi}{ik} \exp\{-i\Omega t + i\varphi + i(k' - k)r_0\}, \quad (4)$$

где η — квантовый выход фотокатода; e — заряд электрона. Для коррелятора фототока, усредняя по случайным фазам φ , получим

$$\langle \Delta i(t) \Delta i(t + \tau) \rangle = \frac{1}{2} \frac{e^2}{(\hbar\omega)^2} |\eta^2 I_1 I_3 R V| \left(\frac{2\pi}{k}\right)^2 \cos \Omega\tau. \quad (5)$$

Здесь под V следует понимать объем, вырезанный в рассеивающей среде пересечением луча 1 продолжением луча 3.

Выше не учитывалась поляризация света. Если сдвиг частоты Ω обусловлен зеemanовским расщеплением основного состояния атома газа, то рассеянное поле E_2 имеет поляризацию, ортогональную полям E_1 и E_3 . Поэтому для наблюдения интерференционного сигнала следует использовать поляроид.

Схема эксперимента [1] отличается от схемы рис. 2 тем, что комбинационно рассеянный свет интерферирует непосредственно с падающим лучом (наблде-

ние ведется под нулевым углом). Для эксперимента [1] это принципиально, так как наблюдению под углом помешал бы доплеровский разброс частот рассеянного света.

Формула (5) при $I_1 = I_3$ согласуется с результатами [2].

Авторы благодарны Е. Б. Александрову и В. С. Запасскому за стимулирующие дискуссии и полезные обсуждения.

Литература

- [1] Е. Б. Александров, В. С. Запасский. ЖЭТФ, 81, 132, 1981.
- [2] Ю. М. Голубев, Л. И. Плимак. ЖЭТФ, 81, 486, 1981.
- [3] Спектроскопия оптического смещения и корреляция фотонов. Мир, М., 1978.
- [4] Don. Eden, H. Swinney. Opt. Commun., 10, 191, 1974.
- [5] И. Л. Фабелинский. Молекулярное рассеяние света. Наука, М., 1965.

Поступило в Редакцию 13 октября 1982 г.

РЕПОЗИТОРИЙ ГГУ имени Ф. Скоринны