ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

О.А. Хрусталев

Р-574

К ВОПРОСУ О РЕЗОНАНСНОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА АТОМАМИ, НАХОДЯЩИМИСЯ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

Дубна 1960 год

Р - 574

О.А. Хрусталев

К ВОПРОСУ О РЕЗОНАНСНОМ РАССЕЯНИИ СВЕТА АТОМАМИ, НАХОДЯЩИМИСЯ В ПЕРЕМЕННОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

1. В [1] был рассмотрен вопрос о модуляциях квантовых переходов и были намечены некоторые применения этого явления для определения величины расщепления уровней квантовых систем.

В связи с этим в настоящей работе проводится квантовое рассмотрение резонансного рассеяния света на атомах, находящихся в параллельных магнитных полях, дно из которых постоянно во времени, а другое – периодическое с циклической частотой p x/.

В этом случае при некотором соотношении частоты переменного поля и ларморовой частоты постоянного поля наступает резонанс, причем величина резонанса определяется отношением соответствующих ларморовых частот. Для простоты рассмотрения ниже не учитываются эффекты, связанные со спином.

2. Уравнение Шредингера для атома в однородном магнитном поле, направлением по оси z и изменяющемся во времени по закону

$$H = H_1 + H_2 \cos pt$$

имеет вид

$$\Delta u - \frac{2\mu}{\hbar^2} V u + \frac{2ie}{\hbar c}\left(H_1 + H_2 \cos pt\right)\frac{\partial u}{\partial \varphi} + \frac{2i\mu}{\hbar}\frac{\partial u}{\partial t} = 0 \qquad /1/$$

Его решения

$$u_n = \psi_n \exp\left(-i\omega_n t - i\Omega_1 m t - im\frac{\Omega_2}{p}\sin pt\right)$$

$$\Omega_1 = \frac{eH_1}{2\mu c}, \quad \Omega_2 = \frac{eH_2}{2\mu c} \qquad /2/$$

соответствующие ларморовы частоты, $\psi_n = R_n(r)\,\Omega_l^m(\cos\theta)\,e^{im\varphi}$ – радиальная и угловая части волновой функции свободного атома, $\hbar\omega_n$ – соответствующие уровни энергии атома.

В практически интересных случаях можно считать, что

$$\Omega_1 \approx \Omega_2 \ll \omega_n$$

---

x/ Указанное явление тесно связано с эффектом Зеемана в переменном магнитном поле, классическая теория которого была развита М.А.Дивильковским [2]. Аналогичные вопросы были освещены также в работе Д.И.Блохинцева, который дал квантовую теорию эффекта Штарка в переменном поле [3].

3. Пусть атом возбуждается пучком света, распространяющимся вдоль оси x, причем вектор электрической напряженности направлен по оси y. Предположим также, что пучок содержит с равной интенсивностью все частоты вб вблизи резонансной частоты

$$\omega = \omega_n - \omega_0$$

При таких условиях возбуждается только один уровень с главным квантовым числом n, орбитальным числом 1 и азимутальными числами ± 1, причем вероятности переходов невозбужденного атома в состояния с $m = +1$ и $m = -1$ одинаковы.

Нас интересует дипольное излучение атома. Матричный элемент, соответствующий этому процессу пропорционален величине

$$\langle u_0 | \vec{P} | u_{n,m=+1} + u_{n,m=-1} \rangle \sim \vec{i} X + \vec{j} Y \qquad /5/$$

где

$$X = -e^{-i\omega t - i\Omega_1 t - i\frac{\Omega_2}{p}\sin pt} + e^{-i\omega t + i\Omega_1 t + i\frac{\Omega_2}{p}\sin pt}$$

$$Y = -ie^{-i\omega t - i\Omega_1 t - i\frac{\Omega_2}{p}\sin pt} - ie^{-i\omega t + i\Omega_1 t + i\frac{\Omega_2}{p}\sin pt}$$

Имея ввиду /4/, найдем, что интенсивность излучения в направлении, определяемом углами θ, φ будет

$$I \sim \omega^4 \left| [\langle \omega | \vec{P} | 0 \rangle, \vec{n}] \right|^2,$$

где $\vec{n}$ - единичный вектор в направлении наблюдения.

Средняя по всем углам интенсивность дипольного излучения совпадает со средней интенсивностью излучения без магнитного поля. С другой стороны для каждого фиксированного угла при некотором соотношении лармовой частоты постоянного поля и циклической частоты переменного поля будет иметь место резонанс. В частности, поток энергии S вдоль оси y пропорционален величине.

$$1 + \frac{1}{2}\left(e^{2i\Omega_1 t + 2i\frac{\Omega_2}{p}\sin pt} + e^{-2i\Omega_1 t - 2i\frac{\Omega_2}{p}\sin pt} \right) \qquad /6/$$

Так как

$$e^{\pm 2i\frac{\Omega_2}{p}\sin pt} = \sum_{-\infty}^{\infty} (\pm)^n e^{inpt} J_n\left(\frac{2\Omega_2}{p}\right)$$

то

$$S \sim 1 + \frac{1}{2} e^{2i\Omega_1 t} \sum_{-\infty}^{\infty} e^{inpt} J_n\left(\frac{2\Omega_2}{p}\right) + \frac{1}{2} e^{-2i\Omega_1 t} \sum_{-\infty}^{\infty} (-)^n e^{inpt} J_n\left(\frac{2\Omega_2}{p}\right)$$

При усреднении по времени обе суммы обращаются в нуль, если не выполнено условие

$$2\Omega_1 = np \qquad /7/$$

В последнем случае среднее по времени

$$\bar{S} = 1 + \frac{1}{2} J_n\left(\frac{2\Omega_2}{p}\right) + \frac{1}{2}(-)^n J_{+n}\left(\frac{2\Omega_2}{p}\right) = 1 + J_{-n}\left(\frac{2\Omega_2}{p}\right)$$

Таким образом

$$I_{рез} = I_0\left(1 + J_{-n}\left(\frac{\Omega_2}{\Omega_1} n\right)\right) \qquad /8/$$

где I_0 - интенсивность в отсутствие резонанса.

При выводе /8/ предполагалось, что возбуждение атома производится мгновенно в момент времени, когда фаза переменного поля равна нулю. Если в указанный момент фаза поля равна δ, то /8/ принимает вид

$$I_{рез} = I_0\left(1 + J_{-n}\left(\frac{\Omega_2}{\Omega_1} n\right)\cos\delta\right) \qquad /9/$$

Ширина резонансной кривой равна по порядку величины естественной ширине исследуемой линии.

Автор приносит благодарность М.И.Подгорецкому за предложение темы и участие в обсуждениях.

Рукопись поступила в издательский отдел 26 июля 1960 года.

Литература

1. М.И.Подгорецкий. К вопросу о модуляции и "биениях" в квантовых переходах. ОИЯИ Р-491, Дубна 1960 г.
2. М.А.Дивильковский. ЖЭТФ, 7, 650 /1937/.
3. Д.И.Блохинцев. Phys.Zeits.Sowjetunion, 4, 50I (I933).