

- [4] Н. Г. Бахшиев. Спектроскопия межмолекулярных взаимодействий. Изд. «Наука», Л., 1972.
 [5] Я. М. Григорьев, А. Д. Карасик. Опт.-механич. промышл., № 12, 27, 1973.
 [6] W. Moffitt, A. Moscowitz. J. Chem. Phys., 30, 648, 1959.
 [7] Т. Г. Мейстер, В. Н. Неманов. Опт. и спектр., 4, 684, 1971.

Поступило в Редакцию 23 мая 1974 г.

УДК 539.134.01

О ПРИБЛИЖЕНИИ РЕЙССА В ЗАДАЧЕ ИОНИЗАЦИИ АТОМА ВОДОРОДА ПОЛЕМ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Л. Ф. Витушкин

В последнее время появился ряд работ, например [1-5], связанных с приближением, предложенным Рейссом [6] для расчета вероятностей переходов в дискретном спектре атома и ионизации в поле электромагнитной волны. Однако выражения для вероятности ионизации в этих и ряде других работ представляют собой довольно громоздкие суммы, что затрудняет их исследование и сравнение с теорией возмущений, а численные значения получены только для нескольких точек.

В работах [7, 8] были представлены возражения против приближения Рейсса на основании общих соображений.

В настоящей работе проведен конкретный расчет ионизации атома водорода в приближении Рейсса и произведено сравнение полученных результатов с результатами теории возмущений. Обнаружено большое расхождение между указанными результатами, что свидетельствует о неприменимости приближения Рейсса для задачи об ионизации атома водорода.

В приближении Рейсса, условиями применимости которого считаются, во-первых, малость отношения $(er/cE_0) |\partial A/\partial t|$, где E_0 — характерная для данной задачи энергия (для переходов в дискретном спектре и ионизации полагают $E_0 = me^4/\hbar^2$); r — характерный размер системы; во-вторых, $\hbar\omega/E_0 \ll 1$, где ω — частота электромагнитной волны, выражение для полной вероятности ионизации в единицу времени запишем в виде ($\hbar=c=1$)

$$w_{fi} = \int d^3p \frac{1}{2\pi} \sum_n \delta(E_f - E_i + n\omega) (E_i - E_f)^2 \left| \int_{-\pi}^{\pi} [\Phi_f; \exp(ieAR) \Phi_i] \exp(in\varsigma) d\varsigma \right|^2,$$

где Φ_f и Φ_i — волновые функции электрона в конечном и начальном состояниях, являющихся решениями уравнения Шредингера с гамильтонианом $H_0 = (p^2/2m) + V(R)$; E_f и E_i — энергии электрона в конечном и начальном состояниях; A — вектор-потенциал электромагнитного поля; R — радиус-вектор электрона; p — импульс электрона в конечном состоянии. В качестве Φ_i возьмем волновую функцию основного состояния водорода: $\Phi_i = \sqrt{1/\pi a_0^3} \exp(-R/a_0)$, где $a_0 = 4\pi/me^2$ — боровский радиус, а в качестве Φ_f — волновую функцию непрерывного спектра в кулоновском поле

$$\Phi_f = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \exp\left(\frac{\pi}{2} \xi\right) \Gamma(1 + i\xi) F[-i\xi, 1; -i(pR + pR)] \exp(ipR),$$

$\xi = m\alpha/p$; $\alpha = e^2/4\pi$; $F(\dots)$ — вырожденная гипергеометрическая функция.

Вычисление пространственного интеграла в полученном матричном элементе в дипольном приближении для $A[A(R, \varsigma) = A_0 \cos(qR - \varsigma) \simeq A_0 \cos \varsigma]$ дает [9]

$$M_{fi} = |\Phi_f; \exp(-ieAR) \Phi_i| = \left(\frac{2^9 \pi}{m^3 e^6}\right)^{1/2} \exp\left(\frac{\pi}{2k}\right) \Gamma\left(1 - \frac{i}{k}\right) \left[\frac{1 - \frac{i}{k}}{x^2 \tau^2 + 1 + k^2 - 2xk\tau \cos \theta} + \frac{1 + \frac{i}{k}}{x^2 \tau^2 + 1 - 2ik - k^2} \right] \times \frac{(x^2 \tau^2 + 1 - 2ik - k^2)^{1/k}}{(x^2 \tau^2 + 1 + k^2 - 2xk\tau \cos \theta)^{1 - \frac{i}{k}}},$$

где $k = \xi^{-1}$; $\tau = \cos \varsigma$; θ — угол между A и k ; $x = 4\pi A_0/me$. Заметим, что параметр x можно представить в виде: $x = (\mathcal{E}/\mathcal{E}_{ат.}) (\omega_{ат.}/\omega)$, где \mathcal{E} — напряженность

электрического поля, а $\mathcal{E}_{\text{ат.}}$ и $\omega_{\text{ат.}}$ — внутриатомные напряженность электрического поля и частота.

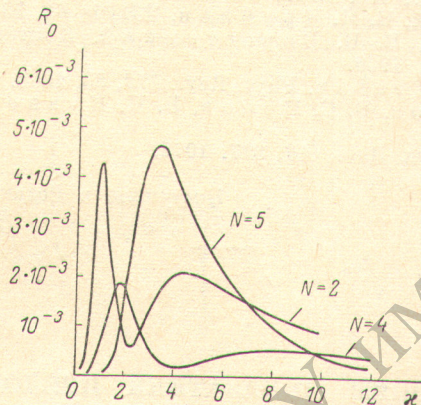
Далее, считая $k \ll 1$, разлагаем выражение для M_{fi} в ряд по степеням k и ограничиваемся первым членом разложения. После интегрирования по θ для дифференциальной вероятности имеем

$$dw_p = \sum \delta(I_0(1+k^2) - n\omega) k(1+k^2)^2 \frac{2^8 I_0^2}{\pi} R_0,$$

где

$$R_0 = \int_0^\pi \int_0^\pi d\zeta d\zeta' \chi \tau \tau' \frac{\exp[-2((1+\chi^2\tau^2)^{-1} + (1+\chi^2\tau'^2)^{-1})]}{(1+\chi^2\tau^2)^3 (1+\chi^2\tau'^2)^3 \cdot \Delta} \cos n\zeta \cos n\zeta' \times \\ \times \left[\sin(2\chi\Delta) \left(1 + \chi^2\tau\tau' + \frac{\tau' - \tau}{2\Delta} - \frac{1}{2\chi^2\Delta^2}\right) + \cos(2\chi\Delta) \left(\chi(\tau - \tau') + \frac{1}{\chi\Delta}\right) \right] dk$$

и $\Delta = (1 + \chi^2\tau^2)^{-1} - (1 + \chi^2\tau'^2)^{-1}$, $\tau' = \cos \zeta'$; I_0 — энергия ионизации водорода.



В случае $\chi \ll 1$, разлагая получившееся выражение в ряд по степеням χ , отбирая соответствующие члены разложения и интегрируя по ζ , ζ' и k , получаем следующее выражение для вероятности ионизации при поглощении N фотонов:

$$w_N = 2^8 \frac{\pi}{h} \exp(-4) I_0 \left(\frac{N\omega\hbar}{I_0}\right)^2 \left(\frac{\chi}{2}\right)^{2N} C_N,$$

где $C_1 = 1/3$, $C_2 = 7/15$, $C_3 = 11/105$, $C_4 = 2531/2835$, $C_5 = 1.0$, $C_6 = 0.26$. Независимое от потока энергии J отношение сечения ионизации σ к величине J^{N-1} описывается следующей формулой:

$$\frac{\sigma}{J^{N-1}} = \frac{2^8 \pi \exp(-4) I_0 \omega \left(\frac{N\omega\hbar}{I_0}\right)^2 \left(\frac{\omega_{\text{ат.}}}{\omega}\right)^{2N}}{(4J_0)^N} C_N,$$

где $J_0 = 3.5 \cdot 10^{16}$ Вт/см². В таблице приводятся значения σ/J^{N-1} для $N = 2 - 6$ и производится их сравнение с результатами Гонтье и Траэна [10].

	N				
	2	3	4	5	6
$\hbar\omega$, эВ	11.8	5.68	3.57	2.72	2.36
σ/J^{N-1} (Вт ^{1-N} · см ^{2N})	$7.6 \cdot 10^{-35}$	$3.3 \cdot 10^{-51}$	$2 \cdot 10^{-65}$	$2.4 \cdot 10^{-80}$	$5.2 \cdot 10^{-91}$
$\sigma/J_{\Gamma-T}^{N-1}$ (Вт ^{1-N} · см ^{2N})	$4 \cdot 10^{-33}$	$4 \cdot 10^{-47}$	$5 \cdot 10^{-61}$	$6 \cdot 10^{-75}$	$2 \cdot 10^{-88}$

Видно, что все коэффициенты C_N порядка единицы; зависимость от частоты описывается формулой $w_N \sim \omega^{2-2N}$, $\sigma/J^{N-1} \sim \omega^{3-2N}$; отношение $w_N/(1/2\chi)^{2N}$ при $\chi \ll 1$ является величиной, не зависящей от интенсивности, что соответствует известному результату теории возмущений; значения σ/J^{N-1} , вычисленные в настоящей работе,

на несколько порядков меньше, чем значения, приведенные в работе Гонтье—Траэна (экспериментальные данные пока отсутствуют). Такое расхождение связано, вероятно, с тем, что вышеупомянутое характерное расстояние r больше, чем a_0 [11, 12], хотя иногда считают r порядка a_0 [5].

Для случая $\kappa \geq 1$ расчет двойного интеграла по ζ, ζ' производился на ЭВМ. Значения этого интеграла в зависимости от κ для некоторых значений N приводятся на рисунке.

Автор благодарен В. М. Шехтеру по постоянную помощь в работе и А. М. Перелому за обсуждение результатов.

Литература

- [1] H. R. Reiss. Phys. Rev., *D4*, 3533, 1971.
- [2] H. R. Reiss. Phys. Rev. Lett., *25*, 1149, 1970.
- [3] H. R. Reiss. Phys. Rev. Lett., *29*, 1129, 1972.
- [4] S. P. Tewari. Phys. Rev., *A6*, 1869, 1972.
- [5] F. H. M. Faisal. J. Phys., *B5*, L 196, 1972.
- [6] H. R. Reiss. Phys. Rev., *A1*, 803, 1970.
- [7] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, C. Fabre, G. Grunberg. Phys. Rev., *A5*, 2747, 1973.
- [8] Д. Ф. Зарецкий, В. П. Крайнов. ЖЭТФ, *66*, 537, 1974.
- [9] А. И. Ахизер, В. Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика. Изд. «Наука», М., 1969.
- [10] Y. Gontier, M. Trahin. Phys. Rev., *172*, 83, 1968.
- [11] А. М. Переломов, В. С. Попов, В. П. Кузнецов. ЖЭТФ, *54*, 841, 1968.
- [12] H. R. Reiss. Phys. Rev., *A6*, 817, 1972.

Поступило в Редакцию 3 апреля 1974 г.

УДК 535.32 : 548.0

АНИЗОТРОПИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ МОНОКРИСТАЛЛОВ Bi_2S_3 , ВЫРАЩЕННЫХ ИЗ ГАЗОВОЙ ФАЗЫ

И. В. Бандривчак и М. Н. Бильый

Для определения показателя преломления пластинчатых монокристаллов висмута как функции энергии фотона был избран метод, заключающийся в изучении интерференционных полос, возникающих при прохождении света через кристалл. При достаточно большой толщине пластинок в области прозрачности можно наблюдать интерференционную картину высоких порядков, что позволяет получать очень точные значения показателя преломления. В области поглощения эти измерения усложняются, поскольку приходится использовать образцы малой толщины, а это снижает точность определения порядка интерференционного максимума. Поэтому интерференционные методы исследования дисперсии показателя преломления на краю и в глубине полосы поглощения практически не используют.

В данной работе определение показателя преломления проводилось только в области прозрачности образцов. Для проведения исследований кристаллы монтировались в криостате, который устанавливался перед входной щелью спектрометра ДФС-13. Поляризация падающего на кристалл света осуществлялась призмой Глана. Запись спектров пропускания производилась фотоэлектрическим методом, приемником излучения служил фотоумножитель ФЭУ-22.

При освещении образца плоскополяризованным светом с параллельной или перпендикулярной ориентацией электрического вектора E относительно оси кристалла C на спектре пропускания в области прозрачности получали типичную интерференционную картину. Расстояния между смежными максимумами на ней составляли в зависимости от толщины образца 1.5–3 нм. Показатель преломления рассчитывался примерно через каждые 10 нм, согласно методике [1].

На рис. 1 представлены результаты определения дисперсии показателя преломления монокристаллов Bi_2S_3 . Как видно из этого рисунка, зависимость показателя преломления от длины волны в исследованном интервале подлeжит закону нормальной дисперсии.

В работе производилось также исследование интерференционных картин, возникающих при прохождении через образец неполяризованного света. Согласно [2], коэффициенты пропускания анизотропных кристаллов для обыкновенного и необыкновенного лучей света описывают две независимые интерференции, при наложении