Подобно [1], приближенную формулу для поправки второго порядка теории возмущений естественно записать в виде

$$E_2' = -\sum_n \frac{q_n(\lambda_n')^2}{2^{u2}}, \tag{2}$$

где n — главное квантовое число, q_n — число электронов в n-оболочке, λ_n' — константа оболочечного экранирования, которая может быть выражена через поправку первого порядка E_1 [1]. В таблице приведены приближенные (формула (2)) и точные значения поправки второго порядка теории возмущений для состояний типа $1s^2 2s^2 2p^n$, $1s^2 2p^{n+2}$, $1s2s^2 2p^n$, $1s2p^{n+2}$. Как видно, приближенные и точные E_2 [2] согласуются в пределах 10%.

Если по каким-либо причинам решение секулярного уравнения затруднено, и, следовательно, точное значение E_1 неизвестно, то вместо (1) имеем в первом порядке без учета наложения конфигураций

$$E = Z^2 E_0 + Z V_{11}, \tag{3}$$

где V_{11} — диагональный матричный элемент электростатического взаимодействия электронов. Можно попытаться улучшить точность формулы (3) за счет использования теории экранирования, добавляя

$$E_2'' = -\sum \frac{q_n(\lambda_n'')^2}{2n^2}. \tag{4}$$

Значения констант λ_n'' и поправки второго порядка E_2'' будут отличаться от приведенных ранее. Как видно из таблицы, величины E_2' и E_2'' значительно меньше отличаются друг от друга, чем от точного значения E_2, и, следовательно, неучет наложения конфигураций не очень сильно сказывается на эмпирических значениях E_2'.

Таким образом, метод экранирования, развитый в [1], дает возможность получать удовлетворительные значения энергий, не обращаясь к трудоемким расчетам поправок второго порядка теории возмущений как для невырожденных, так и для квазивырожденных состояний атомных систем.

Литература

[1] Л. А. Вайнштейн, А. В. Виноградов, И. С. Рублев, У. И. Сафронова. Опт. и спектр., *48*, 424, 1980.

[2] У. И. Сафронова, А. Н. Иванова, В. В. Толмачев. Лит. физ. сб., *7*, 303, 1967.

Поступило в Редакцию 16 декабря 1981 г.

УДК 535.36

РАССЕЯНИЕ И ОСЛАБЛЕНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ «МЯГКИМИ» ЦИЛИНДРАМИ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ

А. Г. Петрушин

Ослабление и рассеяние излучения «мягкими» несферическими частицами изучалось в работах [1-5]. Однако только в одной из них получены выражения для факторов эффективности ослабления, рассеяния и поглощения поглощающей несферической частицей конечного объема (эллипсоида вращения) с произвольной ориентацией относительно направления распространения падающего излучения [5], этого недостаточно для выявления влияния формы «мягких» частиц на ослабление и рассеяние излучения.

В настоящей работе рассмотрено ослабление и рассеяние излучения поглощающим «мягким» круговым цилиндром конечной длины с произвольным отношением его длины l к диаметру $(2a)$ и ориентацией относительно падающего излучения. Угол ориентации α определен как угол дополнительный углу между направлением распространения падающего излучения и осью цилиндра.

Для факторов эффективности ослабления $K_{\text{ос}}$, рассеяния $K_{\text{р}}$ и поглощения $K_{\text{п}}$ излучения выпуклой частицей произвольной формы в указанном приближении имеются следующие выражения [2]:

$$K_{\text{ос}} = \frac{2}{S} \operatorname{Re} \int\limits_{S} (1 - e^{-i\rho})\, dS, \tag{1}$$

$$K_{\text{п}} = \frac{1}{S} \int\limits_{n} (1 - e^{-2\operatorname{Re}(i\rho)})\, dS, \tag{2}$$

$$K_{\text{р}} = K_{\text{ос}} - K_{\text{п}}, \tag{3}$$

где $\rho = kl'\,(m-1)$, $k = 2\pi/\lambda$ — волновое число, l' — длина пути излучения в рассеивающей частице, S — площадь сечения частицы, перпендикулярная направлению распространения падающего излучения, $m = n - i\varkappa$ — комплексный показатель преломления.

При произвольной ориентации цилиндра относительно падающего излучения «оптически активное сечение» [1] есть эллипс с малой осью, равной a, и большой, равной $a/\cos\alpha$. В зависимости от места проникновения лучей в цилиндр данный эллипс ограничивается секущими прямыми, параллельными малой оси эллипса.

После громоздких математических преобразований для значений факторов эффективности получаем следующие выражения:

$$K_{\text{ос}} = 2 - \frac{2}{S} \operatorname{Re} A_1, \tag{4}$$

$$K_{\text{п}} = 1 - \frac{4}{S} A_2, \tag{5}$$

где при $0 \leqslant \alpha \leqslant \operatorname{arc\,tg} \dfrac{l}{2a}$,

$$A_{1,2} = 4\Bigg[B_{1,2} + \frac{1}{2}\int\limits_{2a\sin\alpha}^{l\cos\alpha} F_{1,2}(0, a, 2t)\, dt + \int\limits_{a\sin\alpha}^{2a\sin\alpha} F^0_{1,2}(x)\, F_{1,2}\left(0, \sqrt{\frac{2ax}{\sin\alpha} - \frac{x^2}{\sin^2\alpha}}, 2t\right) dx + $$
$$+ \int\limits_{a\sin\alpha}^{2a\sin\alpha} F_{1,2}\left(\sqrt{\frac{2ax}{\sin\alpha} - \frac{x^2}{\sin^2\alpha}}, a, 2t\right) dx\Bigg], \tag{6}$$

при $\operatorname{arc\,tg} \dfrac{l}{2a} < \alpha \leqslant \operatorname{arc\,tg} \dfrac{l}{a}$,

$$A_{1,2} = 4\left\{\int\limits_{a\sin\alpha}^{l\cos\alpha} F^0_{1,2}(x)\, F_{1,2}\left(0, \sqrt{\frac{2ax}{\sin\alpha} - \frac{x^2}{\sin^2\alpha}}, 2t\right) dt + B_{1,2} + C_{1,2} + \right.$$
$$\left. + \int\limits_{a\sin\alpha}^{l\cos\alpha} F_{1,2}\left(\sqrt{\frac{2ax}{\sin\alpha} - \frac{x^2}{\sin^2\alpha}}, a, 2t\right) dx + \int\limits_{0}^{a\sin\alpha - \frac{l}{2}\cos\alpha} F_{1,2}\left[\sqrt{a^2 - \left(l\operatorname{ctg}\alpha + \frac{x}{\sin\alpha} - a^2\right)}, a, 2t\right] dx\right\}. \tag{7}$$

при $\operatorname{arc\,tg} \dfrac{l}{a} < \alpha \leqslant \dfrac{\pi}{2}$,

$$A_{1,2} = 4\left\{\int\limits_{0}^{l\cos\alpha} F^0_{1,2}(x)\, F_{1,2}\left(0, \sqrt{\frac{2ax}{\sin\alpha} - \frac{x^2}{\sin^2\alpha}}, t\right) dx + C_{1,2} + \right.$$
$$\left. \int\limits_{a\sin\alpha - l\cos\alpha}^{a\sin\alpha - \frac{l}{2}\cos\alpha} F_{1,2}\left[\sqrt{a^2 - \left(l\operatorname{ctg}\alpha - \frac{x}{\sin\alpha} - a\right)^2}, a, 2t\right] dx\right\}, \tag{8}$$

В выражениях (6) — (8) использованы следующие обозначения:

$$S = \pi a^2 \sin \alpha + 2al \cos \alpha, \tag{9}$$

$$F_1^0 (x) = \exp \left[\frac{ik (m-1) \left(a - \frac{x}{\sin \alpha} \right)}{\cos \alpha} \right], \tag{10}$$

$$F_2^0 (x) = \exp \left[\frac{k\varkappa \left(a - \frac{x}{\sin \alpha} \right)}{\cos \alpha} \right] \tag{11}$$

$$F_1 (a_0, b, t) = \int\limits_{a_0}^{b} e^{-\frac{it}{\cos \alpha}} dy, \quad F_2 (a_0, b, t) = \int\limits_{a_0}^{b} e^{-\frac{k\varkappa}{\cos \alpha}} dy, \tag{12}$$

$$t = \sqrt{a_0^2 - y^2}, \tag{13}$$

$$F_1' (l) = \exp \left[\frac{ik (m-1) l}{\sin \alpha} \right], \tag{14}$$

$$F_2' (l) = \exp \left(-k\varkappa \frac{l}{\sin \alpha} \right), \tag{15}$$

$$B_{1,2} = \int\limits_{0}^{a \sin \alpha} F_{1,2}^0 (x) F_{1,2} \left(0, \sqrt{\frac{2ax}{\sin \alpha} - \frac{x^2}{\sin^2 \alpha}}, t \right) dt, \tag{16}$$

$$C_{1,2} = F_{1,2}' (l) \left\{ \left[\frac{\pi a^2}{2} - \frac{l \operatorname{ctg} \alpha}{4} \sqrt{a^2 - l^2 \frac{\operatorname{ctg}^2 \alpha}{4}} - \frac{a^2}{2} \arcsin \left(\frac{l}{2a} \operatorname{ctg} \alpha \right) \right] + \right.$$

$$\left. + \int\limits_{0}^{a \sin \alpha - \frac{l}{2} \cos \alpha} F_{1,2}^0 (x) F_{1,2} \left(\sqrt{\frac{2ax}{\sin \alpha} - \frac{x^2}{\sin^2 \alpha}}, \sqrt{a^2 - \left(l \operatorname{ctg} \alpha + \frac{x}{\sin \alpha} - a \right)^2}, t \right) dx \right\}. \tag{17}$$

С использованием полученных выражений были проведены численные расчеты на ЭВМ факторов эффективности для цилиндра с произвольной ориентацией в пространстве. Полученные результаты сравнивались со значениями факторов эффективности для случайно ориентированных эллипсоидов вращения [2]. Показано, что при отношении $\frac{\varkappa}{(n-1)} \leqslant 0.1$ и усредненном фазовом сдвиге $P = \frac{kV (n-1)}{S_0} < 10$, где V, S_0 — объем и усредненное геометрическое сечение частицы, значения $K_{ос}$ для цилиндров и эллипсоидов отличаются не более чем на 0.3.

Литература

[1] Г. Ван де Хюлст. Рассеяние света малыми частицами. ИЛ, М., 1961.
[2] F. D. Bryant, P. Latimer. J. Col. Int. Sci., *30*, 293, 1969.
[3] D. H. Napper. Kolloid Z. u. Z. Polymere, *218*, 41, 1967.
[4] А. Я. Перельман, К. С. Шифрин. Опт. и спектр., *45*, 1207, 1979.
[5] М. Гринберг. Межзвездная пыль. Мир, М., 1970.

Поступило в Редакцию 23 декабря 1981 г.