Таким образом, в условиях наших экспериментов близкое к равновесному распределение устанавливается в группе низкорасположенных сильнозаселенных уровней 4^1D, 4^3D и 5^3P со своей температурой заселения. Такое распределение можно объяснить тем, что средняя энергия электронов (1—1,5 эВ) гораздо больше, чем расстояние между этими уровнями (0,25 и 0,45 эВ). Это приводит к частичному перемешиванию заселенности уровней 4^1D, 4^3D, 5^3P за счет электронных соударений. Распределение заселенности между указанными и более высокорасположенными уровнями сильно неравновесно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Фриш С. Э. В кн.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л., 1970, с. 214.
2. Пенкин Н. П. В кн.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л., 1970, с. 274.
3. Волкова Л. М., Девятов А. М., Соловьев Т. Н. «Теплофиз. высоких температур», 1974, **12**, 1155; 1975, **13**, 264.
4. Шафраньон И. И., Алексахин И. С., Запесочный И. П. «Письма в ЖЭТФ», 1975, **19**, вып. 5, 271.
5. Волкова Л. М., Девятов А. М., Фазлаев В. Х. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1977, **18**, № 1, 20.
6. Каган Ю. М. В кн.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л., 1970, с. 201.
7. Кидрасов Ф. Х. Канд. дис. М., 1974.
8. Пенкин Н. П. В кн.: Спектроскопия газоразрядной плазмы. Л., 1970, с. 63.
9. Andrä H. J., Plöhn H. et al. JOSA, 1975, **65**, 1410.
10. Корлисс Ч., Бозман У. Вероятности переходов и силы осцилляторов 70 элементов. М., 1968.

Кафедра электроники

Поступила в редакцию 21.04.78

УДК 535.36+538.12

Ю. М. ЛОСКУТОВ, В. В. СКОБЕЛЕВ

КОМПТОН-ЭФФЕКТ В ДВУМЕРНОМ ПРИБЛИЖЕНИИ КВАНТОВОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ

Достаточно сильные внешние поля коренным образом изменяют спектрально-угловые и поляризационные характеристики электродинамических процессов. Свойства комптоновского рассеяния в магнитном поле неоднократно обсуждались рядом авторов. Так, в работе [1] были получены общие формулы для матричного элемента процесса и рассмотрены частные случаи рассеяния вперед и назад при падении фотона вдоль поля, а в [2] те же вопросы обсуждались для рассеяния на фермионе с аномальным магнитным моментом методом деления на оператор. Аналогичный подход развивался позднее в работе [3], где к энергии электрона добавлялась мнимая часть для учета конечной ширины уровней. В работе [4] комптоновское рассеяние рассматривалось в приближении скрещенного поля (предложенным ранее Ритусом), а в [5] — методом собственного времени Швингера. Все перечисленные подходы сталкиваются с одним и тем же затруднением — суммированием по промежуточным состояниям; в большинстве случаев это не позволяет получить замкнутых и удобных для исследования выражений.

Представляется естественным, что влияние магнитного поля будет наиболее ярко выражено, когда поперечные степени свободы электронов вообще не возбуждаются и их пространственное движение становится одномерным. Для реальных электронов это означает, что их энергии должны удовлетворять неравенству

$$E^2 - m^2 < |eB| \equiv \gamma, \tag{1a}$$

а 2-импульс виртуальных электронов

$$p^2 - m^2 \equiv p_0^2 - p_3^2 - m^2 \ll \gamma. \tag{1б}$$

Как показано нами в ряде работ [6—13], в этом случае электродинамика вырождается в эффективно-двумерную (подпространство (0,3)). Это значительно облегчает процедуру вычислений, так как они становятся двумерно-ковариантными.

Используя двумерное представление функции Грина [6] и двумерные электронные спиноры, можно получить следующее выражение для матричного элемента комптон-эффекта в рассматриваемом приближении:

$$< f|S|i> = \frac{i(2\pi)^3\delta^{(0,2,3)}(p+k-p'-k')}{(16EE'\omega\omega')^{1/2}\cdot L_2L_3V}\exp\left\{\frac{i}{2\gamma}(k_1-k_1')(p_2+p_2')\right\}M_{fi}, \tag{2a}$$

$$M_{fi} = 4\pi\alpha\bar{u}(p')\left[\hat{e}\frac{\hat{p}-\hat{k}'+m}{(p-k')^2-m^2}\hat{e}'^* + \hat{e}'^*\frac{\hat{p}+\hat{k}+m}{(p+k)^2-m^2}\hat{e}\right]u(p), \tag{2б}$$

где p — импульс электрона, $k=(\omega,\boldsymbol{k})$ и e — импульс и вектор поляризации фотона, а штрихованные величины относятся к конечному состоянию. Все скалярные произведения в (2б) являются двумерными, а спинор $u(p)$ удовлетворяет уравнениям [8]

$$(\hat{p} - m)\,u(p) = 0, \tag{3a}$$

$$u(p)\frac{1}{2}(1 - i\gamma_1\gamma_2) = u(p) \tag{3б}$$

с матрицей плотности*

$$\rho = \frac{1}{2}(\hat{p} + m)(1 - i\gamma_1\gamma_2). \tag{3в}$$

В (2а) мы опустили множители вида $\exp(-k_\perp^2/\gamma)$, $\exp(ik_1k_2'/\gamma)$, так как в нашем приближении они порядка единицы ($\omega^2 \ll \gamma$). Учитывая, что M_{fi} не содержит поля, а фазовый множитель в (2а) не дает вклада в сечение, мы видим, что при выполнении поставленных условий (1) сечение вообще не зависит от поля. Это является общим свойством подобных процессов, фейнмановские диаграммы которых не содержат замкнутых петель.

Входящие в (2б) и (3а) матрицы γ_0, γ_3 и столбцы $u(p)$ можно считать двумерными, при этом матрицу плотности следует брать в виде

$$\rho' = (\hat{p} + m). \tag{4}$$

* В формуле (2в) работы [8] слагаемое $-i\gamma_1\gamma_2$ в выражении для ρ пропущено.

С учетом последнего замечания для $|M_{fi}|^2$ получаем следующее лоренц-инвариантное выражение:

$$|M_{fi}|^2 = 16\,\pi^2\alpha^2 \mathrm{sp}\left\{(\hat{p}+m)\left[\hat{e}\,\frac{\hat{p}+\hat{k}+m}{(p+k)^2-m^2}\,\hat{e}'^* + \hat{e}'^*\,\frac{\hat{p}-\hat{k}'+m}{(p-k')^2-m^2}\,\hat{e}\right]\times\right.$$
$$\left.\times(\hat{p}'+m\left[\hat{e}^*\,\frac{\hat{p}-\hat{k}'+m}{(p-k')-m^2}\,\hat{e}'+\hat{e}'\,\frac{\hat{p}+\hat{k}+m}{(p+k)^2-m^2}\,\hat{e}^*\right]\right\}. \qquad (5)$$

Отметим, что из-за двумерности сверток $\hat{e}$ и $\hat{e}'$ матричный элемент отличен от нуля лишь для фотонов, поляризованных перпендикулярно векторам $[\boldsymbol{Bk}]$ и $[\boldsymbol{Bk}']$, что является общим свойством процессов в двумерном приближении (исключая случай, когда основной порядок исчезает, — петлевые диаграммы с внешними фотонными линиями и с нечетным числом вершин [14]).

Полная формула для сечения достаточно громоздка, поэтому ограничимся случаем, когда начальный электрон покоится, так что $(pe)=(pe')=0$. Пользуясь обычным определением сечения, находим

$$\frac{d\sigma_\perp}{d\omega'} = \frac{\pi\alpha^2\sin^2\theta}{\omega[(m+\omega-\omega')^2-m^2]^{1/2}}\sum_{k_3'}\left[1-\left(\frac{k_3'}{\omega'}\right)^2\right]\times$$
$$\times\{(2m\omega+\omega^2-k_3^2)^{-2}[2m\omega^2+(\omega-\omega')(\omega^2+k_3^2)+2\omega k_3(k_3-k_3')]+$$
$$+(2m\omega'-\omega'^2+k_3'^2)^{-2}[2m\omega'^2+(\omega-\omega')(\omega'^2+k_3'^2)+2\omega' k_3'(k_3-k_3')]+ \qquad (6)$$
$$+2(2m\omega+\omega^2-k_3^2)^{-1}(2m\omega'-\omega'^2+k_3'^2)^{-1}[2m\omega\omega'+$$
$$+\omega\omega'(\omega-\omega')+\omega k_3'(2k_3-k_3')-\omega' k_3(2k_3'-k_3)]\},$$

где θ — угол между $\boldsymbol{k}$ и $\boldsymbol{B}$, а сумма берется по двум значениям

$$k_3' = k_3 \pm [(m+\omega-\omega')^2-m^2]^{1/2}.$$

Условие применимости двумерного приближения (1) в этом случае может быть переписано в виде

$$m\omega,\ \omega^2 \ll \gamma. \qquad (7)$$

В частном случае падения фотона перпендикулярно полю интегральное сечение имеет вид

$$\sigma_\perp = \frac{2\pi\alpha^2\lambda_k^2(1+2\varepsilon)^{1/2}}{(1+\varepsilon)(1-\varepsilon^2)^2}\int_0^\infty \frac{x\,dx}{1+x}\,\frac{\left[x+\dfrac{(1+\varepsilon)^2}{1+2\varepsilon}\right]^{1/2}}{\left[x+\dfrac{1+\varepsilon}{(1-\varepsilon)(1+2\varepsilon)}\right]^2}, \qquad (8)$$

где $\varepsilon=\omega/2m$ и сделана замена переменной при интегрировании по ω' согласно

$$\frac{2(\omega-\omega')(m+\omega)}{\omega^2} = \frac{1}{1+x}. \qquad (9)$$

При $\varepsilon > 1$ интегральное сечение (8) расходится, что соответствует возможности рождения пары фотоном в магнитном поле при $\omega > 2m$. В нерелятивистском приближении $\varepsilon \ll 1$ из (8) находим

$$\sigma_{\perp} \approx \frac{8\pi}{3} \alpha^2 \lambda_k^2 . \tag{10}$$

Полученные в (6), (8)—(10) спектрально-поляризационные свойства рассеянного излучения могут быть проверены на опыте. Если взять для B максимально достижимую в настоящее время величину $\sim 10^6$ Гс при $T_e \sim 10$ К, то минимальная длина волны падающего фотона, не возбуждающего поперечные степени свободы электрона, имеет порядок $\lambda_{min} \sim 10^{-2}$ см, что соответствует СВЧ-диапазону. Согласно сказанному, рассеянное излучение должно быть линейно-поляризовано.

Более подходящая ситуация может реализоваться в нейтронных звездах, магнитные поля которых должны достигать величины $\sim 10^{11} \div 10^{13}$ Гс и выше. Тогда перечисленные условия выполняются и для γ-излучения с аналогичными выводами.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1973, **14**, № 3, 331.
2. Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В. «Оптика и спектроскопия», 1973, **35**, 497.
3. Pittner L., Urban P. „Nuovo cim.", 1976, **32A**, N 3, 378.
4. Жуковский В. Ч., Херрманн. «Ядерная физика», 1971, **14**, 150.
5. Milton K. A. et al. „Phys. Rev.", 1974, **10D**, 1299.
6. Скобелев В. В. «Изв. вузов. Физика», 1975, № 10, 142; Loskutov Yu. M., Skobelev V. V. „Phys. Lett.", 1975, **56A**, 151.
7. Скобелев В. В. ЖЭТФ, 1976, **71**, 1263.
8. Скобелев В. В. ЖЭТФ, 1977, **72**, 1298.
9. Скобелев В. В. ЖЭТФ, 1977, **73**, 1301.
10. Loskutov Yu. M., Skobelev V. V. „Phys. Lett.", 1977, **62A**, 53.
11. Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В. «Теор. и матем. физ.», 1976, **29**, 65.
12. Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1977, **18**, № 4, 111.
13. Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1977, **18**, № 6, 112.
14. Гальцов Д. В., Лоскутов Ю. М., Скобелев В. В. «Вестн. Моск. ун-та. Физ., астрон.», 1972, **13**, № 5, 601.

Кафедра
теоретической физики

Поступила в редакцию
17.04.78

УДК 536.63

Л. П. ФИЛИППОВ

ОПИСАНИЕ ТЕПЛОЕМКОСТИ ЖИДКОСТЕЙ НА ОСНОВЕ МЕТОДОВ ТЕРМОДИНАМИЧЕСКОГО ПОДОБИЯ

Выявление и анализ общих закономерностей, характеризующих поведение теплоемкости жидкостей, является необходимым элементом развития методов расчета и прогнозирования свойств веществ. Единственным источником достоверной информации о свойствах непростых, многоатомных жидкостей пока является эксперимент, методологией обобщения эмпирического материала служит теория термодинамиче-