ного влияния эффекта Дюфора на концентрационную зависимость теплопроводности в жидких смесях.

Авторы благодарны Л. П. Филиппову за обсуждение основных положений работы и внимание к ней.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Гроот С. де, Мазур П. Неравновесная термодинамика. М.: Мир, 1964. [2] Шашков А. Г., Абраменко Т. Н. Перекрестные эффекты в газовых смесях. Минск: Наука и техника, 1976. [3] Khalifa H. E., Kestin J., Wakeham W. A. Physica, 1979, 97A, p. 273. [4] Филиппов Л. П., Нефедов С. Н., Кравчун С. Н., Колыхалова Е. А. ИФЖ, 1980, 38, № 4, с. 644. [5] Новиков И. И. В кн.: Обзоры по теплофизическим свойствам веществ. М.: 1980, вып. 1, с. 8. [6] Рабинович Г. Д., Гуревич Р. Я., Боброва Г. И. Термодиффузионное разделение жидких смесей. Минск: Наука и техника, 1971. [7] Landolt—Börnstein. Zahlenwerte und Funktionen aus Physik·Chemie·Actronomie·Geophysik und Technik. Berlin—Heidelberg—New York, 1969, II Band, 5 Tell, Bandteil a. [8] Landolt—Börnstein. Numerical data and functional relation ships in science and technology. New series. Berlin—Heidelberg—New York, 1974, Group IV, v. 1, Part a. [9] Мухамедзянов Г. Х., Усманов А. Г. Теплопроводность органических жидкостей. Л.: Химия, 1971. [10] Venart J. E. S. In: 4th Symp. Thermophys. Properties. Univ. Delawares, 1968.

Поступила в редакцию
23.07.81

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1982, т. 23, № 3

УДК 539.01.1

ОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРОН-ПОЗИТРОННЫХ ПАР ФОТОНАМИ В ИНТЕНСИВНОМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

О. Ф. Дорофеев, В. Н. Родионов

(кафедра общей физики для химического факультета; кафедра квантовой теории)

Исследование процесса образования e^-e^+-пары в магнитном поле было начато сравнительно давно [1—3]. Следует отметить, что интерес к этой важной с точки зрения возможных приложений задаче возродился в последнее время по целой совокупности причин. Среди них можно выделить экспериментальное подтверждение существования магнитных полей, напряженность которых сравнима с характерной в квантовой электродинамике величиной $H_0=m^2c^3/(e\hbar)=4{,}11\cdot10^{13}$ Гс [4], возрастающие возможности использования источников интенсивного электромагнитного поля и, наконец, методическую ценность этой задачи при совершенствовании методов расчета [5—7].

В настоящей работе рассмотрен процесс образования пары e^-e^+ при учете взаимодействия фотона со сложным электромагнитным полем, представляющим собой комбинацию поля волны и однородного магнитного поля. Вероятность образования пары e^-e^+ при распространении внешнего неполяризованного фотона ω' навстречу фотонам электромагнитной волны циркулярной поляризации [7] (рассматриваем фиксированный случай, когда число квантов волны, принимающих участие в реакции, равно единице), с параметром интенсивности $\xi=eE/(mc\omega)$, E и ω — амплитуда и частота волны в однородном магнитном поле напряженности H, ориентированном вдоль направления распространения волны, в системе центра инерции сталкивающихся фотонов ($\omega=\omega'$) имеет вид

$$W=e^2m^3\gamma/\omega\sum_{n=0}^{\infty}\int_0^{2/\mu}\frac{d\alpha_-}{2\alpha_-\alpha_+}\left\{\left[\frac{1}{2\alpha_-\alpha_+}(2/\mu+\gamma n\alpha_+^2+\right.\right.$$

$$+ \alpha_-^2 \gamma (n-2)) I^2_{n-1,\,n-2} + \sigma_2 (\Delta_-^{-2} I^2_{n,n-2} + \Delta_+^{-2} I^2_{n-1,\,n-3}) -$$

$$- \sigma_3 (\sigma_4 I_{n,n-2} + \sigma_5 I_{n-1,\,n-3}) I_{n-1,\,n-2} \Big] \delta (2\omega - q_0^- - q_0^+)|_{n'=n-2} +$$

$$+ \Big[\frac{1}{2\alpha_- \alpha_+} (2/\mu + \gamma n \alpha_+^2 + \gamma n \alpha_-^2) I^2_{n,n-1} + \sigma_2 (\Delta_-^{-2} I^2_{n-1,\,n-1} + \Delta_+^{-2} I^2_{n,n}) -$$

$$- \sigma_3 (\sigma_4 I_{n-1,\,n-1} + \sigma_5 I_{n,n}) I_{n,n-1} \Big] \delta (2\omega - q_0^- - q_0^+)|_{n'=n} \Big\}. \qquad (1)$$

Здесь $I_{n,n'}(x)$ — функции Лагерра [8] от аргумента

$$x = \xi^2 m^2 \gamma (\Delta_-^{-1} - \Delta_+^{-1})^2/2;$$

использованы обозначения

$$\Delta_\mp = \omega\alpha_\mp \mp g\,\omega_H, \quad g = \pm 1, \quad \omega_H = eH/m, \quad \gamma = \omega_H/m, \quad \mu = m/\omega,$$

$$\sigma_2 = \xi^2\omega^2 \alpha_- \alpha_+/4, \quad \sigma_3 = g\,\xi/2, \quad \sigma_4 = \alpha_+ \omega (2\gamma n)^{1/2}/\Delta_-,$$

$$\sigma_5 = \alpha_- \omega (2\gamma n')^{1/2}/\Delta_+, \quad \alpha_+ = 2/\mu - \alpha_-$$

и применяется система единиц, в которой $\hbar = c = 1$. Интегралы движения заряженных частиц $m\alpha_\mp = p_0^\mp - p_3^\mp = q_0^\mp - q_3^\mp$ можно записать через энергию $p_0^\mp$ (квазиэнергию $q_0^\mp$) электрона и позитрона и компоненту импульса $p_3^\mp$ (квазиимпульса $q_3^\mp$) вдоль магнитного поля, при этом

$$q_{0,3}^\mp = p_{0,3}^\mp + \xi^2 m\omega/(2\Delta_\mp).$$

Выражение (1) соответствует фейнмановской диаграмме, изображенной на рисунке, где $k_1 - k_2 = 1$. В низшем порядке теории возмущений по полю волны $k_1 = 1$, $k_2 = 0$, и диаграмма описывает процесс двухфотонного образования пары $e^- e^+$ во внешнем магнитном поле произвольной интенсивности. Учитывая, что аргумент функции Лагерра пропорционален параметру интенсивности волны, проведем разложение функций $I_{n,n}(x)$ по аргументу x, считая $\xi \ll 1$. В результате получим

$$W = e^2 m^3/(2\omega^2) \int_0^{2/\mu} d\alpha_- \Big\{ x/(2\alpha_- \alpha_+) [2\mu^2 (n_1 + n_2 - 1) +$$

$$+ \gamma (\alpha_-^2 + \alpha_+^2)(n_1^2 + n_2^2)] - \frac{1}{4} \xi^2 \omega^2 \alpha_- \alpha_+ (\Delta_-^{-2} + \Delta_+^{-2}) -$$

$$- \frac{1}{2} g\,\xi \sqrt{2\gamma}\, n_2 x^{1/2} \omega \left(\frac{\alpha_+}{\Delta_-} + \frac{\alpha_-}{\Delta_+} \right) \Big\}, \qquad (2)$$

где введены обозначения

$$n_1 = \nu (1 - 1/(\alpha_- \alpha_+) + 2\gamma\mu/\alpha_+), \quad n_2 = \nu (1 - 1/(\alpha_- \alpha_+)), \quad \nu = \alpha_- \alpha_+/(2\gamma).$$

При выводе формулы (2) дискретные величины n_1 и n_2 получены из законов сохранения, что, вообще говоря, справедливо лишь в области $n_1, n_2 \gg 1$. Это ограничение является жестким только в непосредственной окрестности порога реакции $\omega \sim m$, где требуется дополнительное исследование (см., например, работу [6]). В дальнейшем предполагается, что энергия взаимодействующих фотонов достаточна для образования электрон-позитронных пар в состояниях с высокими значениями энергетических уровней Ландау. После интегрирования выра-

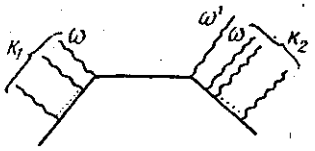
жение для сечения образования пар e^-e^+, которое следует из (2), приводится к виду

$$\sigma = \pi e^4/(2\omega^2)\left\{2ks^2\frac{2\gamma_0^2+2s^2-s^4}{s^4-4\gamma_0^2}+\frac{1}{2}s^2(2-s^2)\ln\frac{(1+k)^2-\gamma_0^2}{(1-k)^2-\gamma_0^2}+\right.$$

$$\left.+2\left[-\frac{4\gamma_0+4t^2+t^4}{t^2+2\gamma_0}f+\frac{1}{2}(4+2t^2-t^4)\ln\frac{1+f}{1-f}\right]\right\}, \qquad (3)$$

$$s^2=\mu^2+\gamma_0^2,\ t^2=\mu^2-\gamma_0^2,\quad k=\sqrt{1-\mu^2},\quad f=\sqrt{(1-\gamma_0)^2-\mu^2}.$$

Формула (3) совпадает с результатами, полученными расчетом сечения образования пары e^-e^+ двумя фотонами во внешнем однородном магнитном поле [1] (после исправления там очевидной ошибки).



Отметим, что в работе [6] электромагнитная волна учитывалась как внешнее классическое поле, однако в законе сохранения число квантов волны появляется вместе с величиной $\hbar\omega$, и это свидетельствует о квантовом характере процесса взаимодействия. Отмеченное совпадение результатов также подтверждает правомочность подобной интерпретации. Эффективное сечение (3) является релятивистским инвариантом. В произвольной системе отсчета, в которой фотоны движутся навстречу друг другу, справедливы соотношения $\mu^2=m^2/(\omega\omega')$, $\gamma_0=2\gamma/(\omega\omega')$. Приведем в заключение предельное значение для эффективного сечения процесса при $H/(kH_0)\ll 1$:

$$\sigma=\pi e^4/\omega^2\left\{(1+\mu^2-\mu^4/2)\ln\frac{1+k}{1-k}-(1+\mu^2)k+\right.$$

$$\left.+(H/H_0)^2k^{-1}(2-3\mu^2-\mu^4)\right\}, \qquad (4)$$

где выделено свободное сечение образования пары e^-e^+ двумя фотонами (сечение Брейта — Уилера) и приведены поправки, квадратично зависящие от напряженности магнитного поля. Существенно, что знак этой поправки зависит от энергии взаимодействующих фотонов. При высоких энергиях ($\mu\ll 1$) эта поправка положительна и равна

$$\sigma_H=2\pi e^4/\omega^2(H/H_0)^2,$$

а при значениях μ, больших $\sim 0{,}75$, знак поправки меняется. Отметим, что полученные результаты находятся в качественном согласии с результатами работы [5], однако количественные значения поправочного слагаемого в (4) оказываются иными.

Авторы благодарны И. М. Тернову и В. Р. Халилову за плодотворные дискуссии и ценные советы.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Лысов Б. А., Дорофеев О. Ф., Павлова О. С. Изв. вузов. Сер. Физика, 1968, № 2, с. 46. [2] Левентуев В. П., Павлова О. С., Халилов В. Р. Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1969, № 4, с. 89. [3] Лысов Б. А., Павлова О. С., Журавлева А. Ф. — Вестн. Моск. ун-та. Сер. Физ. Астрон., 1971, 12, № 5, с. 557. [4] Trümper J., Pietsch W., Reppin C., Voges W., Staubert R., Kendziorra E. Astrophys. J., 1977, 219, N 3, p. L 105. [5] Yee Jack Ng, Wu-yang Tsai. Phys. Rev., 1977, D 16, p. 286. [6] Лобанов А. Е., Родионов В. Н., Халилов В. Р. Ядерная физика, 1980, 32, № 1, с. 174. [7] Родионов В. Н. ЖЭТФ, 1980, 78, № 1, с. 195. [8] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М.: Наука, 1974, с. 265.

Поступила в редакцию
29.07.80