Режим разряда			t, *мксек*	$N \cdot 10^{-18}$, *см*$^{-3}$		
p, *атм*	L, μH	U, kV		по крыльям линии	по [1]	по [3]
1,5	0,18	4	0,08	0,62	0,52	0,77
2,5	0,18	2,5	0,15 0,3	0,42 0,47	0,45 0,36	0,75 0,49
5	0,18	6	0,05 0,2	— 0,62	0,69 0,56	0,96 0,69
8	0,18	6	0,05 0,25	— —	0,94 —	1,7 1,2
12	0,18	10,5	0,05 0,25	— —	1,1 —	2 1,28
2,5	3,6	3,5	0,15 0,45	0,18 —	0,15 0,19	0,23 0,29

Результаты расчетов концентрации заряженных частиц для некоторых режимов разряда приведены в таблице. Учитывая весьма грубые упрощения, положенные в основу расчетов, можно считать совпадение результатов, полученных различными методами, удовлетворительным.

Следует заметить, что вопрос о применимости существующих теорий уширений линии для случая столь плотной плазмы ($N \approx 10^{18}$ *см*$^{-3}$) не является решенным в настоящее время [8,10], в частности, в этом случае не выполняется условие идеальности плазмы [8].

В заключение автор благодарит М. П. Ванюкова за интерес к работе и обсуждение ее результатов.

Государственный оптический институт

Поступило в редакцию 13 июля 1959 г.

Литература

[1] Б. А. Ермаков, А. А. Мак. ПТЭ, *3*, 1959.
[2] М. П. Ванюков, Б. А. Ермаков, А. А. Мак, В. Р. Муратов. Вестник ЛГУ, серия физ. хим., *16*, 25, 1959.
[3] А. Зоммерфельд. Строение атома и спектры, **1**, Гостехиздат, 1956.
[4] A. Unsold. Zs. Astrophys, **23**, 75, 1944.
[5] J. D. Craggs, W. Hopwood. Proc. Phys. Soc., London, **59**, 755, 1947.
[6] H. Wulff. Zs. Phys., **150**, 614, 1958.
[7] J. Holtsmark. Ann. Phys., **58**, 577, 1919.
[8] В. И. Коган, Сб. физика плазмы и проблема управляемых термоядерных реакций, **IV**, Изд. АН СССР, 1958, стр. 258.
[9] W. Lochte-Holtgreven. Сб. Probleme des Plasmas in Physik und Astronomie, Akademie-Verlag, Berlin, 1958, стр. 156.
[10] И. И. Собельман. УФН, **54**, 551, 1954.
[11] H. Griem. Zs. Phys., **137**, 280, 1954.

СЕЧЕНИЕ РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНА НА ЭЛЕКТРОНЕ ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ

В. Н. Байер

Поскольку в ближайшее время намечается постановка опытов по рассеянию электронов на электронах при больших энергиях [1], представляется целесообразным вывести общую формулу для рассеяния электрона на электроне в случае, когда электроны являются инвариантно размазанными.

Расчет произведен для случая обмена одним фотоном. Как известно, в этом случае вершинный оператор взаимодействия инвариантно размазанного электрона и фотона может быть представлен в виде

$$e\Gamma_\mu(q) = e\,[\gamma_\mu f_1(q^2) + (1/2m)(\hat{q}\gamma_\mu - \gamma_\mu\hat{q})\, f_2(q^2)]. \tag{1}$$

Здесь q — передача импульса, $f_1(q^2)$ и $f_2(q^2)$ — функции, описывающие распределение заряда и тока в электроне.

Если частица со спином $1/2$ обладает точечным зарядом e и точечным аномальным магнитным моментом μ, то $f_1 = 1$, $f_2 = -i\mu/2$; при малых значениях величины передачи импульса q функции f_1 и f_2 представляют соответственно распределение заряда и аномального магнитного момента в электроне. Если же величина передачи импульса станет больше или порядка обратной длины распределения заряда и аномального магнитного момента в электроне, то такая простая интерпретация функций $f_1(q^2)$ и $f_2(q^2)$ становится неверной и обе функции описывают и распределение заряда и распределение аномального магнитного момента. Именно поэтому, хотя аномальный магнитный момент электрона имеет радиационную природу и очень мал ($\mu \sim \alpha/2\pi$), функция $f_2(q^2)$ может оказаться весьма существенной для описания распределения заряда и тока в электроне на малых расстояниях.

После усреднения и суммирования по спинам электронов в начальном и конечном состояниях получаем следующую формулу для сечения рассеяния в системе центра инерции:

$$d\sigma / d\Omega = r_0^2 X / 4\gamma^2, \tag{2}$$

где

$$X = \alpha / 4(1-\lambda)^2 + \beta / 4(1-\mu)^2 - (\delta_1 + \varepsilon_1) / 4(1-\mu)(1-\lambda);$$

$$\begin{aligned}\alpha = {} & 2\,[2 - 2\lambda + \varkappa^2 + \mu^2]\,|f_1|^4 + 8(1-\lambda)\,[4 - 3\lambda + \lambda^2 - \mu^2 - \varkappa^2]\,|f_1|^2|f_2|^2 + \\ & + 4(1-\lambda)^2\,[7 - 2\lambda - \lambda^2 + 2(\varkappa^2 + \mu^2)]\,|f_2|^4 - 16(1-\lambda)\,\mathrm{Im}\,(f_1 f_2^*) \times \\ & \times [|f_1|^2(\lambda - 2) + |f_2|^2(1-\lambda)(\lambda - 5)] + 48(1-\lambda)^2\,[\mathrm{Im}\,(f_1 f_2^*)]^2;\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\delta_1 + \varepsilon_1 = {} & 2\,\{2\,\mathrm{Re}\,(f_1'^2 f_1^{*2})\,[\lambda + \mu + \varkappa - \varkappa^2 - 1] - 2\,\mathrm{Im}\,(f_1 f_2 f_1'^{*2})(1-\lambda) \times \\ & \times [5\varkappa + 3\mu + \lambda - 3] - 2\,\mathrm{Re}\,(f_1'^2 f_2^{*2})(1-\lambda)\,[5\varkappa + \mu + 2\lambda - 1 - \lambda^2 - 2\lambda\mu] - \\ & - 2\,\mathrm{Im}\,(f_1' f_2' f_1^{*2})(1-\mu)\,[5\varkappa + 3\lambda + \mu - 3] + 8\,\mathrm{Re}\,(f_1' f_2' f_1^* f_2^*)(1-\mu)(1-\lambda) \times \\ & \times (2\varkappa - 3) - 4\,\mathrm{Im}\,(f_1' f_2' f_2^{*2})(1-\lambda)(1-\mu)[6 - 4\lambda - \mu - \varkappa] - 2\mathrm{Re}(f_2'^2 f_1^{*2})(1-\mu) \times \\ & \times [5\varkappa + \lambda + 2\mu - 1 - \mu^2 - 2\lambda\mu] - 4\,\mathrm{Im}\,(f_1 f_2 f_2'^{*2})(1-\lambda)(1-\mu) \times \\ & \times [6 - \lambda - \varkappa - 4\mu] + \mathrm{Re}\,(f_2'^2 f_2^{*2})(1-\lambda)(1-\mu)\,[\lambda^2 + \mu^2 - 5\varkappa^2 - 13];\end{aligned}$$

коэффициент β может быть получен из коэффициента α, если проделать следующую замену:

$$f_{1,2} \to f'_{1,2}; \quad \lambda \to \mu, \quad \mu \to \lambda.$$

Кроме того, мы обозначили:

$$f_{1,2} \equiv f_{1,2}(q^2), \quad f'_{1,2} \equiv f_{1,2}(q'^2);$$

$$\varkappa = -m^{-2}(p_1 p_2) = -m^{-2}(p_1' p_2') = 2\gamma^2 - 1,$$

$$\mu = -m^{-2}(p_1 p_2') = -m^{-2}(p_2 p_1') = \gamma^2 + (\gamma^2 - 1)\cos\vartheta,$$

$$\lambda = -m^{-2}(p_1 p_1') = -m^{-2}(p_2 p_2') = \gamma^2 - (\gamma^2 - 1)\cos\vartheta, \ \varepsilon = \gamma m,$$

ϑ — угол рассеяния в системе центра инерции, p_1, p_2 — начальные, p_1', p_2' — конечные импульсы, $q = p_1 - p_1' = p_2' - p_2$, $q' = p_1 - p_2' = p_1' - p_2$. В приведенных формулах система обозначения выбрана как в [2].

Отметим, что, вообще говоря, мы учитываем обмен «обросшим» фотоном, функция распространения которого $d(q^2)/q^2$, а функцию $d(q^2)$ мы включили в вершинные функции $f_1(q^2)$ и $f_2(q^2)$. На основании опытов по рассеянию вообще невозможно отличить изменение вершинного оператора от изменения функции распространения фотона.

Следует также учесть, что если на коротких расстояниях в игру вступают новые силы, имеющие векторный характер (переносимые векторными мезонами), то выведенные здесь формулы остаются в силе, если заменить функцию распространения фотона $-1/q^2$ на функцию распространения мезона.

Известная формула Мёллера получается из формулы (2), если положить $f_2 = 0$, $f_1 = 1$. Все радиационные и мезонные поправки включены в функцию $f_1(q^2)$ и $f_2(q^2)$ (при учете обмена одним фотоном, а именно в этом случае имеет смысл говорить о формфакторах f_1 и f_2) и могут быть оценены. Отклонение от формулы Мёллера (с учетом указанных выше поправок и обмена большим числом фотонов) будет говорить о неприменимости квантовой электродинамики на малых расстояниях, а определение на опыте функций $f_1(q^2)$ и $f_2(q^2)$ даст сведения о распределении заряда и тока в электроне.

Поступило в редакцию
17 июля 1959 г.

Литература

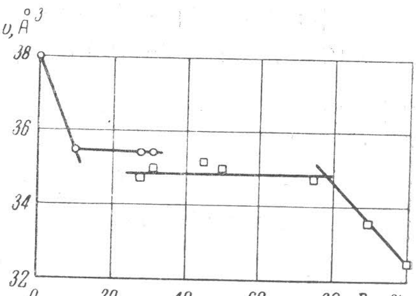
[1] В. К. Панофский. Доклад на IX Международной конференции по физике высоких энергий, Киев, 1959.

[2] J. M. Jauch, F. Rohrlich. The theory of photons and electrons, Cambr.-Mass., 1955.

ВЗАИМНАЯ РАСТВОРИМОСТЬ ВОДОРОДА И ДЕЙТЕРИЯ ПРИ 4,2°К

Р. Ф. Булатова, В. С. Коган, В. Г. Лазарев

Общие контуры диаграммы состояния H_2— D_2 сообщались ранее [1]. При гелиевых температурах двухфазная область смеси $H_2 + D_2$ была тогда ориентировочно определена по тому интервалу концентраций, в котором на рентгенограммах присутствовали одновременно линии водорода и линии дейтерия. Расчет рентгенограмм смесей с использованием данных о структуре чистых изотопов [2] позволяет уточнить пределы растворимости водорода в дейтерии и дейтерия в водороде при 4,2° К.



Объем, приходящийся на одну молекулу; ○ —в решетках водорода и □— дейтерия, в зависимости от состава смеси

Из данных о структуре чистых изотопов следует, что на одну молекулу в решетке H_2 приходится объем 38 Å³, а в решетке D_2— 32,5 Å³. Значения объемов v на одну молекулу в решетках твердых смесей различных составов приведены на рисунке. Эти данные показывают, что пределы растворимости водорода в дейтерии — 10%, а дейтерия в водороде — 21%. Интересно отметить, что величины объемов, приходящиеся на одну молекулу в обоих предельных твердых растворах при-