4. Ш л и х т и н г Г. Теория пограничного слоя. М., 1969.
5. Б а й - Ш и - и. Теория струй. М., 1960.
6. Х у н д ж у а Г. Г., П и в о в а р о в А. А., П и с а р е в В. Д., П ы р к и н Ю. Г. Экспериментальные исследования циркуляции вод в придонном слое моря. Тезисы доклада на 2-м Международном океанографическом конгрессе. М., 1966.

Поступила в редакцию
9.9 1972 г.

Кафедра
физики моря и вод суши

УДК 539.172.2

Б. К. КЕРИМОВ, Т. Р. АРУРИ, М. Я. САФИН

УПРУГОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ НА ЯДРАХ С УЧЕТОМ АНОМАЛЬНОГО МАГНИТНОГО МОМЕНТА ЭЛЕКТРОНА

В данной статье приводятся результаты расчета сечений упругого рассеяния неполяризованных и продольно-поляризованных быстрых электронов на ядрах, обладающих электромагнитными мультипольными моментами с учетом аномального магнитного момента (АММ) электрона. Полученная нами формула для сечения обобщает результат [1] на случай АММ-электрона и корреляции спиральностей между начальным и конечным электроном.

Фурье-разложение оператора потенциальной энергии взаимодействия электрона с АММ ($\Delta\mu=\alpha/2\pi\mu_0$) с электрическими и магнитными мультипольными моментами ядра со спином I имеет вид

$$V(\vec{r}) = -\frac{4\pi e}{L^3}\sum_{q,\lambda,\mu}\frac{4\pi i^{\lambda}}{(2\lambda+1)!!}q^{\lambda}\Big\{\Big(if(q^2)+\frac{1}{2k_0}g(q^2)\rho_2(\vec{\sigma}\vec{q})\Big)Y_{\lambda\mu}(\vec{q}^{\,0})\widehat{Q}_{\lambda\mu}+ \tag{1}$$

$$+\frac{1}{\lambda}\widehat{M}_{\lambda\mu}\big(i\vec{\alpha}(\vec{L}Y_{\lambda\mu}(\vec{q}^{\,0})f(q^2)\big)+\frac{1}{2k_0}g(q^2)\rho_3\vec{\sigma}\,[\vec{q}\,(\vec{L}Y_{\lambda\mu}(\vec{q}^{\,0})]\big)\Big\}q^{-2}e^{-i\vec{q}\vec{r}}.$$

Здесь $k_0=\dfrac{mc}{\hbar}$ — масса электрона, $\vec{L}=-i[\vec{q}\vec{\nabla}_q]$ — оператор углового момента, $Y_{\lambda\mu}(\vec{q}^{\,0})$ — нормированные сферические функции, $\vec{q}=\vec{k}-\vec{k}'$ — переданный ядру импульс, $q=|\vec{q}|$, $\vec{q}^{\,0}=\vec{q}/q$, L^3 — нормировочный объем, $\vec{\alpha}=\rho_1\vec{\sigma}$, $\vec{\sigma}$, ρ_2 и ρ_3 — матрицы Дирака, $\widehat{Q}_{\lambda\mu}$ и $\widehat{M}_{\lambda\mu}$ — соответственно операторы электрического и магнитного мультипольных моментов порядка λ для ядра со спином I ($\lambda\leqslant 2I$) [2—4], которые выражаются через кулоновские ($\lambda=0, 2,\ldots$) и магнитные ($\lambda=1, 3,\ldots$) мультипольные форм-факторы ($F_{c\lambda}(q^2)$ и $F_{M\lambda}(q^2)$), а $f(q^2)$ и $g(q^2)$ — форм-факторы электрона, $f(0)=1$, $g(0)=\alpha/2\pi$, $\alpha=1/137$.

В формуле (1) члены, пропорциональные $g(q^2)$, описывают взаимодействие АММ-электрона с электромагнитным полем ядра-мишени.

Дифференциальное сечение упругого рассеяния продольно поляризованных ультрарелятивистских электронов ($E_e\gg mc^2$), вычисленное в первом борновском приближении на основании (1), определяется выражением

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(s,s')=\frac{1}{2}\sigma_{\mathrm{Mott}}(\theta)\Big\{Z^2F_E^2(q^2)\Big[(1+ss')f^2+(1-ss')\Big[\Big(1+\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\Big)\Big(\frac{\hbar q}{2mc}\Big)^2g^2-$$

$$-2fg\,\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\Big]\Big]+\Big(\frac{\hbar q}{2M_pc}\Big)^2\Big(\frac{I+1}{3I}\Big)\varkappa_m^2F_M^2(q^2)\times$$

$$\times\Big[(1+ss')\Big[f^2\Big(f^2+\frac{g^2}{4k^2}g^2\Big)\Big(1+2\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\Big)+4fg\,\mathrm{tg}^2\frac{\theta}{2}\Big]+(1-ss')\Big(\frac{\hbar q}{2mc}\Big)^2g^2\Big]\Big\}, \tag{2}$$

где

$$\sigma_{\text{Mott}}(\theta)=\frac{\alpha^2}{4k^2}\frac{\cos^2\dfrac{\theta}{2}}{\sin^4\dfrac{\theta}{2}}\frac{1}{1+(2E/Mc^2)\sin^2\dfrac{\theta}{2}};\quad q^2=4k^2\sin^2\frac{\theta}{2};$$

$$F_E^2(q^2)=F_c^2(q^2)+\frac{1}{180}\frac{(2I+3)(I+1)}{I(2I-1)}\left(\frac{Q_0}{Z}\right)^2 q^4F_Q^2(q^2),$$

$$F_M^2(q^2)=F_{M1}^2(q^2)+\frac{2}{1575}\frac{(2I+3)(I+2)}{(I-1)(2I-1)}\left(\frac{\Omega_0}{\varkappa_m}\right)^2 q^4F_{M3}^2(q^2),$$

здесь $\sigma_{\text{Mott}}(\theta)$ — моттовское сечение рассеяния электронов на точечном заряде, Ze, $Q=eQ_0$, $\mu_I=\varkappa_m\mu_я$ и $\Omega=\Omega_0\mu_я$ — заряд, электрический квадрупольный, магнитный дипольный и магнитный октупольный моменты (статические) ядра со спином I, $\mu_я=e\hbar/_{2M_pc}$ — ядерный магнетон, M_p — масса протона, $\varkappa_m$ — число ядерных магнетонов, F_C, F_Q, F_{M1} и F_{M3} — форм-факторы распределений соответственно заряда, электрического квадрупольного, магнитных дипольного и октупольного моментов основного состояния ядра ($F_i(0)=1$; $i=C$, Q, $M1$, $M3$); F_E и F_M — зарядовый и магнитный форм-факторы ядра; $p=\hbar k$ и $E=cp$ — импульс и энергия электрона; θ — угол рассеяния электрона; M — масса ядра; $s=\pm1$ и $s'=\pm1$ — спиральности электрона [5] до и после рассеяния соответственно.

Формула (2) определяет влияние одновременно АММ-электрона (члены $\sim g$ и g^2) и корреляции спиральностей (члены $\sim ss'$) на угловой и энергетический спектры рассеянных электронов. Положив в (2) $ss'=1$ и $ss'=-1$, мы получим выражения для сечения рассеяния без изменения и с изменением спиральности электрона соответственно. Из (2) видно, что электрическое и магнитное рассеяния с изменением спиральности электрона ($s'=-s=\pm1$) обусловлены взаимодействием АММ-электрона с электромагнитными мультипольными моментами ядра. Величина такого рассеяния определяется поведением форм-факторов g и f. Если же пренебречь влиянием АММ-электрона ($g=0$), то в упругом рассеянии не происходит изменения спиральности ультрарелятивистского электрона ($s=s'=\pm1$).

Усредняя выражение (2) по начальным и суммируя по конечным спиновым состояниям электрона, получаем сечение упругого рассеяния неполяризованных электронов на ядре (Ze, Q, μ_I, Ω) с учетом АММ-электрона:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}=\sigma_{\text{Mott}}(\theta)\Bigg\{Z^2F_E^2(q^2)\left[f^2+\left(1+\operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}\right)\left(\frac{\hbar q}{2mc}\right)^2g^2-2fg\operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}\right]+$$
$$+\left(\frac{\hbar q}{2M_pc}\right)^2\left(\frac{I+1}{3I}\right)\varkappa_m^2F_M^2(q^2)\Bigg[\left(f^2+\frac{q^2}{4k^2}g^2\right)\left(1+2\operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}\right)+4fg\operatorname{tg}^2\frac{\theta}{2}+$$
$$+\left(\frac{\hbar q}{2mc}\right)^2g^2\Bigg]\Bigg\}. \tag{3}$$

Полагая в (3) $f=1$, $g=0$, приходим к известному сечению рассеяния [1, 4] неполяризованных точечных электронов без АММ на ядрах.

В случае рассеяния электронов назад ($\theta=180°$), когда существенны магнитные эффекты, из (2) получаем:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta=180°)=\left(\frac{e^2}{2M_pc^2}\right)^2\frac{1}{1+\dfrac{2E}{Mc^2}}\left(\frac{I+1}{3I}\right)\varkappa_m^2F_{ss'}^2(q_\pi^2), \tag{4}$$

где

$$F_{ss'}^2(q_\pi^2)=(1+ss')(f+g)^2F_M^2(q_\pi^2)+(1-ss')\left(g^2\left(\frac{\hbar q_\pi}{2mc}\right)^2-2fg\right)\gamma_mF_E^2(q_\pi^2),$$

$$\gamma_m=\frac{1}{2}\left(\frac{M_pc^2}{E}\right)^2\left(\frac{Z}{\varkappa_m}\right)^2\left(\frac{3I}{I+1}\right),\quad q_\pi^2=(q^2)_{\theta=180°}.$$

Из последнего выражения видно, что рассеяние назад с переворачиванием спина электрона ($ss'=-1$) обусловлено взаимодействием АММ-электрона с кулоновским мультипольным моментом ядра (член $\sim\gamma_mF_E^2$).

	θ°	30°	60°	90°	120°	150°	180°
$\frac{d\sigma}{d\Omega}\cdot 10^{28}$, $\frac{см^2}{стерад}$	$f=1$, $g=0$	3,34	$2,09\cdot 10^{-2}$	$3,59\cdot 10^{-4}$	$2,40\cdot 10^{-6}$	$2,69\cdot 10^{-8}$	$9,21\cdot 10^{-10}$
	$\frac{\omega}{m}=0,1$	2,70	$1,65\cdot 10^{-2}$	$2,80\cdot 10^{-4}$	$1,85\cdot 10^{-6}$	$2,07\cdot 10^{-8}$	$7,1\cdot 10^{-10}$
	$\frac{\omega}{m}=0,01$	2,54	$1,53\cdot 10^{-2}$	$2,55\cdot 10^{-4}$	$1,68\cdot 10^{-6}$	$1,88\cdot 10^{-8}$	$6,45\cdot 10^{-10}$

Приводим численную оценку влияния зарядового форм-фактора электрона $f(q^2)$ на сечение рассеяния.

Электродинамический расчет формфакторов f и g приводит к более быстрому убыванию g с ростом q^2 по сравнению с f. Согласно этим расчетам ($\hbar=c=1$)

$$f=1-\frac{\alpha}{\pi}\left[\ln\frac{m}{2\omega}+\ln\frac{E}{m}\right]\ln\frac{q^2}{m^2}, \tag{5}$$

где ω — максимальная энергия мягких фотонов, испускаемых электроном в процессе рассеяния ($\omega\ll m$). Результаты вычисления угловой зависимости сечения рассеяния неполяризованных электронов на ядре Al^{27} при $E=200$ *Мэв* для $f=1$, а также для значения f из (5) при $\omega/m=0{,}01$ и 0,1, представлены в таблице. При этом использованы форм-факторы F_C, F_Q, F_{M1} и F_{M3}, полученные в [7] из упругого рассеяния электронов с энергией $E=80$—200 *Мэв*.

Сечения, получаемые из (3) при $f=1$ и $g=0$, оказываются завышенными по сравнению с экспериментальными данными [7]. Из приведенной таблицы видно, что это завышение может быть устранено путем введения форм-факторов электрона.

ЛИТЕРАТУРА

1. Pratt R. H., Walecka J. D., Griffy T. A. Nucl. Phys., **64**, 677, 1965.
2. Willey R. Nucl. Phys., **40**, 529, 1963.
3. Керимов Б. К., Эль Гавхари А. «Изв. АН СССР», сер. физич., **32**, 2064, 1968.
4. Rand R. E., Frosch R., Yearian M. R. Phys. Rev., **144**, 859, 1966.
5. Соколов А. А., Керимов Б. К. Ann. der Phys., **7**, 46, 1958; Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., 1958.
6. Лифшиц Е. М., Путаевский Л. П. Релятивистская квантовая теория поля, ч. 2. М., 1971.
7. Stovall T., Vinciquerra D., Bernhiem M. Nucl. Phys., **A 91**, 513, 1967.

Поступила в редакцию
7.8 1972 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 54.33

М. В. НАЗАРОВ, Н. Н. СЕДОВ, В. Г. ДЮКОВ

КРИОГЕННЫЙ ЭЛЕКТРОННЫЙ ЭМИССИОННЫЙ МИКРОСКОП

Электронная микроскопия позволяет исследовать объекты и физические процессы, протекающие в них, в широком интервале температур. Для просвечивающего и растрового микроскопов созданы приставки, дающие возможность изучать объекты как при температурах выше комнатной, так и при низких температурах. Для широкого класса объектов, которые удобно изучать методами количественной эмиссионной микроскопии