имеет достаточно большую величину и может менять знак, как это и было обнаружено на эксперименте.

В заключение необходимо отметить, что детальное сравнение теоретических и экспериментальных результатов преждевременно из-за недостаточной точности эксперимента.

Авторы благодарны профессору В. В. Балашову, Б. А. Юрьеву и Ю. И. Сорокину за полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Shintoni T., Yamaguchi C., Masuda M. J. Phys. Soc. Japan., **31**, 1297, 1971.
2. Brown G., Castillejo L., Evans I. Nucl. Phys., **24**, 1, 1961; Балашов В. В., Шевченко В. Г., Юдин Н. П. ЖЭТФ, **41**, 1929, 1961; Шитикова К. В., Ядровский Е. Л. «Изв. АН СССР», сер. физич., **29**, 230, 1965.
3. Ишханов Б. С., Юдин Н. П., Юрьев Б. А. «Изв. АН СССР», сер. физич., **29**, 1212, 1965.
4. Балдин А. М., Гольданский В. И., Максименко В. Н., Розенталь И. Л. Кинематика ядерных реакций. М., 1968.
5. Балашов В. В. Проблема многих тел и физика плазмы. Труды конференции. М., 1967, стр. 112.
6. Кабачник Н. М., Разуваев В. Н. Препринт ФЭИ, № 356, 1972.
7. Marangoni M., Saruis A. M. Phys. Lett., **B24**, 218, 1967.
8. Ишханов Б. С., Капитонов И. М. и др. «Изв. АН СССР», сер. физич., **29**, 221, 1965.

Поступила в редакцию
28.9 1972 г.

НИИЯФ

УДК 539.12.01

Ю. С. ПЕРОВ

О ВОЛНОВОЙ ФУНКЦИИ ПРОИЗВОЛЬНО ПОЛЯРИЗОВАННОГО ЭЛЕКТРОНА

Для описания произвольной поляризации частиц со спином $^1/_2$ предложен ряд способов, часть которых основана на использовании обобщенных операторов спина [1, 2]. При вычислении различных поляризационных эффектов нередко применяется один из таких операторов, рассмотренный в [3—5]:

$$\vec{\Sigma} = \frac{(\vec{\sigma}\vec{p})\vec{p}}{p^2} + \varepsilon\rho_3\left(\vec{\sigma} - \frac{(\vec{\sigma}\vec{p})\vec{p}}{p^2}\right). \qquad (1)$$

Здесь $\vec{p}$ — импульс электрона (позитрона). Остальные обозначения те же, что в [6]. Собственные функции оператора (1) найдены в [4].

В данной работе получены волновые функции свободного электрона в новой форме, которая может оказаться более удобной для вычислений, чем приведенная в [4].

Волновая функция ψ электрона с энергией $E = c\hbar K$, импульсом $\vec{p} = \hbar\vec{k}$ и спином, направленным по единичному вектору $\vec{s}$ (в системе покоя частицы), может быть представлена в виде

$$\psi = \frac{1}{L^{3/2}}\, b e^{-i\varepsilon cKt + i(\vec{k}\vec{r})}, \qquad (2)$$

где амплитуда b является решением уравнений

$$[\varepsilon K - \rho_1(\vec{\sigma}\vec{k}) - k_0\rho_3]\, b = 0 \qquad (3)$$

и

$$[(\vec{\Sigma}\vec{s}) - 1]\, b = 0. \qquad (4)$$

Амплитуда b будет удовлетворять (3) и (4), если ее положить равной

$$b = N\,[\varepsilon K + \rho_1 (\vec{\sigma}\vec{k}) + k_0\rho_3]\,[1 + (\vec{\Sigma}\vec{s})]\,U, \tag{5}$$

где N — нормировочный множитель, а U — спинор, компоненты которого произвольны, но не равны нулю все одновременно (см. также [7]). Заметим, что по существу b выражено через U и операторы проектирования. U можно выбрать в виде

$$U = \begin{pmatrix} 1 \\ \gamma \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \text{ для электрона и } U = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \\ \gamma \end{pmatrix} \text{ для позитрона;}$$

γ — произвольная комплексная величина.

Вводя далее «вектор» $\vec{h} = (\gamma;\ -i\gamma;\ 1)$ и единичный «вектор» $\vec{\eta}$ ([7])

$$\vec{\eta} = \left(\frac{\gamma + \gamma^+}{1 + \gamma\gamma^+};\ \frac{i\gamma^+ - i\gamma}{1 + \gamma\gamma^+};\ \frac{1 - \gamma\gamma^+}{1 + \gamma\gamma^+}\right)$$

и определяя N из условия нормировки на единицу, получаем из (5):
для электрона

$$u(\vec{p}, \vec{s}) = b(\varepsilon = 1, \vec{k}, \vec{s}) = \frac{[E + mc^2 + c(\vec{\alpha}\vec{p})]\,(1 + \rho_3)\,[1 + (\vec{\sigma}\vec{s})]\,[1 + (\vec{\sigma}\vec{h})]}{8\sqrt{E(E + mc^2)(1 + \gamma\gamma^+)\,[1 + (\vec{s}\vec{\eta})]}}, \tag{6}$$

для позитрона

$$v(\vec{p}, \vec{s}) = b(\varepsilon = -1, -\vec{k}, -\vec{s}) = \frac{[E + mc^2 + c(\vec{\alpha}\vec{p})]\,\rho_1 (1 + \rho_3)\,[1 - (\vec{\sigma}\vec{s})]\,[1 + (\vec{\sigma}\vec{h})]}{8\sqrt{E(E + mc^2)(1 + \gamma\gamma^+)\,[1 - (\vec{s}\vec{\eta})]}}. \tag{7}$$

Формулы (2), (6) и (7) дают выражения волновых функций произвольно поляризованных электронов и позитронов и могут быть использованы, например, для вычисления элементов S-матрицы. В них учтено, что позитрон, волновая функция которого удовлетворяет уравнению (4), имеет направление спина $-\vec{s}$.

Из (6) и (7) следует, что $v(\vec{p}, \vec{s}) = \rho_1 u(\vec{p}, -\vec{s})$.
Для u и v выполняются соотношения ортогональности:

$$u^+(\vec{p}, \vec{s})\,u(\vec{p}, -\vec{s}) = 0, \quad v^+(\vec{p}, \vec{s})\,v(\vec{p}, -\vec{s}) = 0,$$

$$u^+(\vec{p}, \vec{s})\,v(-\vec{p}, \vec{s}\,') = 0, \quad v^+(\vec{p}, \vec{s})\,u(-\vec{p}, \vec{s}\,') = 0.$$

Подставляя в (6) и (7) явные выражения матриц ρ и σ, можно также записать амплитуды u и v в виде

$$u = \frac{e^{i\xi(\vec{s})}}{2\sqrt{E}} \begin{pmatrix} \sqrt{E + mc^2}\,\sqrt{1 + s_3} \\ \sqrt{E + mc^2}\,\sqrt{1 - s_3}\,e^{i\beta} \\ \sqrt{E - mc^2}\,[n_3\sqrt{1 + s_3} + (n_1 - in_2)\sqrt{1 - s_3}\,e^{i\beta}] \\ \sqrt{E - mc^2}\,[(n_1 + in_2)\sqrt{1 + s_3} - n_3\sqrt{1 - s_3}\,e^{i\beta}] \end{pmatrix}, \tag{8}$$

$$v = \frac{e^{i\xi(-\vec{s})}}{2\sqrt{E}} \begin{pmatrix} \sqrt{E - mc^2}\,[n_3\sqrt{1 - s_3} - (n_1 - in_2)\sqrt{1 + s_3}\,e^{i\beta}] \\ \sqrt{E - mc^2}\,[(n_1 + in_2)\sqrt{1 - s_3} + n_3\sqrt{1 + s_3}\,e^{i\beta}] \\ \sqrt{E + mc^2}\,\sqrt{1 - s_3} \\ -\sqrt{E + mc^2}\,\sqrt{1 + s_3}\,e^{i\beta} \end{pmatrix}, \tag{9}$$

где

$$e^{i\beta} = \frac{s_1 + is_2}{\sqrt{s_1^2 + s_2^2}}, \qquad \vec{n} = \frac{\vec{p}}{p},$$

$$\xi(\vec{s}) = \arcsin \frac{|\gamma| \sqrt{1-s_3} \sin(\arg\gamma - \beta)}{\sqrt{(1+\gamma\gamma^+)[1+(\vec{s}\vec{\eta})]}}.$$

Поскольку физически измеримые величины зависят от комбинаций типа $\psi^+\psi$, произвол в выборе γ и $\vec{\eta}$ не скажется на конечных результатах.

Выражения (8) и (9) согласуются с приведенными в [4].

Полученные здесь формулы для волновых функций были применены для расчета эффективного сечения электрон-электронного и электрон-позитронного рассеяния. Результаты, естественно, совпали с полученными обычными методами ([8—10]), но объем вычислений заметно сократился.

В заключение автор выражает благодарность А. Б. Куканову за обсуждение и внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Fradkin D. M., Good R. H. Rev. Mod. Phys., **33**, 343, 1961.
2. Fradkin D. M., Good R. H. Nouvo cimento, **22**, 643, 1961.
3. Stech B. Z. Phys., **144**, 214, 1956.
4. Good R. H., Rose M. E. Nuovo cimento, **14**, 872, 1959.
5. Соколов А. А. В сб.: «Некоторые материалы рабочего совещания по слабым взаимодействиям элементарных частиц». Дубна, 1961.
6. Соколов А. А. Введение в квантовую электродинамику. М., 1958.
7. Перов Ю. С. В сб.: «Физическая химия и химическая технология». Красноярск, 1969, стр. 13.
8. Мухтаров А. И., Перов Ю. С. «Изв. АН СССР», сер. физич., 22, 833, 1958.
9. Перов Ю. С. «Труды Сибирского технологич. ин-та», 38, 3, 1966.
10. Raczka A., Raczka R. Phys. Rev. 110, 1469, 1958.

Поступила в редакцию
4.11 1972 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 538.632

Е. П. СВИРИНА, Ю. В. НЕМЧИНОВ, С. С. КАРНЕЕВА

ЦЕНТРОСИММЕТРИЧНЫЙ ХАРАКТЕР ПОЛЯ ХОЛЛА В МОНОКРИСТАЛЛАХ НИКЕЛЯ И ИНВАРНОГО СПЛАВА

Наиболее общее выражение для поля Холла в магнитоупорядоченных кристаллах имеет вид [1]:

$$E_\alpha(\overline{B}, \overline{I}) = R^{\circ}_{\alpha\beta\gamma} B_{\gamma j\beta} + R^{s}_{\alpha\beta\gamma} I_{\gamma j\beta}, \tag{1}$$

где $R^{\circ}_{\alpha\beta\gamma}$, $R^{s}_{\alpha\beta\gamma}$ — соответственно тензоры обычного и спонтанного поля Холла. Отсюда видно, что для каждой заданной ориентации первичного тока $\overline{j}$ относительно магнитного поля $\overline{H}$ (как при $\overline{j}\perp\overline{H}$, так и при $\overline{j}\|\overline{H}$) должны появиться два компонента поля $\overline{E}$. Следовательно, всего их должно быть шесть. Естественной причиной этого является анизотропия проводимости ферромагнитного кристалла, с учетом которой и было получено феноменологическое уравнение (1).

Мы решили проверить на опыте содержание уравнения (1) в отношении тензорных свойств спонтанного поля Холла. Измерения проводились на образцах монокристаллического никеля и сплава Fe/Ni—55/45 инварного типа, имевших форму прямоугольных параллелепипедов размерами 15×3×3 *мм*. Причем, образцы разрезались на три части: у никеля из середины параллелепипеда была вырезана пластинка толщиной 0,5 *мм*, а у инвара — кубик с ребром 3 *мм*. К пластинке и кубику приваривались электроды в трех взаимно перпендикулярных направлениях. Обычно это делается только в одной плоскости [2, 3]. В заданной таким образом координатной системе xyz магнитное поле $\overline{H}$ было направлено по оси y вдоль длины образцов.