ЛИТЕРАТУРА

1. Санин А. А. Электронные приборы ядерной физики. М., Физматиздат, 1961.
2. Цитович А. П. Ядерная радиоэлектроника. М., Атомиздат, 1967.
3. Матвеев В. В., Хазанов Б. И. Приборы для регистрации ионизующих излучений. М., Атомиздат, 1967.
4. Тимахов О. Н., Любченко В. К. Селекторы импульсов. М., «Советское радио», 1966.
5. Санин А. А., Дмитриева Н. Н. «Приборы и техника эксперимента», № 4, 1961.

Поступила в редакцию
12.10 1970 г.

Кафедра
НИИЯФ

УДК 538.567

А. С. ДЕМЕНТЬЕВ, А. Г. КУЛЬКИН, Ю. Г. ПАВЛЕНКО

ДВИЖЕНИЕ БЕССПИНОВОЙ ЧАСТИЦЫ В СРЕДЕ В ПОЛЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

В настоящее время известно большое количество работ, в которых рассматривается влияние интенсивной электромагнитной волны на ход различных процессов в вакууме. При взаимодействии частиц с сильной волной возникают нелинейные эффекты, приводящие к изменению угловых и спектральных характеристик различных физических процессов [1, 2]. Расчет этих эффектов базируется на решении классических уравнений движения [3], и в основном на решении Волкова [4].

Представляет большой интерес исследование взаимодействия частиц в достаточно сильном поле электромагнитной волны, движущихся не в вакууме, а в среде. В этом случае изучение различных процессов позволит получить новую информацию о структуре твердого тела и влиянии среды и поля волны на характер взаимодействия частиц.

Для расчета физических эффектов необходимо получить решения уравнений движения частицы в среде в поле волны. При этом, поскольку речь идет о бозоне, должны быть найдены решения уравнения Клейна — Гордона или классических уравнений движения. Последние могут быть использованы при расчете квантовых эффектов с участием квазиклассических частиц методом, развитым в работах [5, 6]. Кроме того, эти решения необходимы для расчета различных процессов в рамках классической электродинамики.

Рассмотрим вначале классическое движение заряженной частицы в изотропной прозрачной среде в поле интенсивной монохроматической электромагнитной волны. В этом случае коэффициент преломления среды $n=\sqrt{\varepsilon}$ зависит от частоты и интенсивности волны. Очевидно, полученные ниже результаты справедливы для полей, $E \ll (10^7 \div 10^9)$ *в/см*, не вызывающих разрушения среды.

Поле бегущей плоской волны с 4-вектором $k^i=\frac{\omega}{c}(1, \sqrt{\varepsilon}\vec{n})$, $k^2=\frac{\omega^2}{c^2}(1-n^2)\neq 0$ зависит от аргумента $\varphi=kx$. В силу этого 4-потенциал поля $A^i=A^i(\varphi)$, а условие калибровки Лоренца имеет вид

$$\partial_i A^i = k_i A'^i = 0 \tag{1}$$

(штрих обозначает дифференцирование по φ).

Удобнее всего определить закон движения частицы исходя из уравнения Гамильтона — Якоби, которое может быть точно решено:

$$\left(\frac{\partial S}{\partial x_i}+\frac{e}{c}A^i\right)\left(\frac{\partial S}{\partial x^i}+\frac{e}{c}A_i\right)-m^2c^2=0. \tag{2}$$

Ищем решение этого уравнения в виде

$$S=-px+S_1(\varphi), \tag{3}$$

где p — постоянный 4-вектор (константа разделения), значение которого определим позже

Подставляя (3) в (2) и используя (1), находим уравнение для функции $S_1(\varphi)$

$$k^2 (S_1')^2 - 2 (kp) S_1' + \left(p - \frac{e}{c} A\right)^2 - m^2c^2 = 0 \tag{4}$$

решение которого очевидно. Таким образом, запишем

$$S = -px + \frac{kp}{k^2}\varphi \pm \frac{1}{k^2}\int R(\varphi)\, d\varphi, \tag{5}$$

$$R(\varphi) = \sqrt{(kp)^2 - k^2\left[\left(p - \frac{e}{c} A\right)^2 - m^2c^2\right]}. \tag{6}$$

Для выяснения условий, налагаемых на вектор p, предположим, что волна имеет малое затухание [7]. Тогда $A \to 0$ при $x \to \infty$ и действие должно соответствовать свободному движению частицы с импульсом $p^i = \left(\frac{1}{c} T, \vec{p}\right)$, удовлетворяющим условию $p^2 = m^2c^2$. Выбор знака в (5) определяется тем условием, что при $A \to 0$ действие $S = -px$. При этом, поскольку $kp = \frac{T\omega}{c^2}(1 - \sqrt{\varepsilon}\,\vec{\beta}\vec{n})$, где $\vec{v} = \vec{\beta}c$ — скорость частицы, то в (5) надо выбрать знак минус, если волна падает на частицу в нормальном ($kp > 0$) и знак плюс в случае падения в аномальном ($kp < 0$) черенковских конусах [8]. Из (6) следует, что классически доступная область движения определяется условием

$$(kp)^2 \geqslant k^2\left(-\frac{2e}{c} Ap + \frac{e^2}{c^2} A^2\right).$$

Предельным переходом $n \to 1$ из (5) можно получить известное выражение для действия [3] в случае движения частицы в вакууме.

Приравнивая производные $-\frac{\partial S}{\partial p_i}$ некоторым новым постоянным $x^i_{(0)}$, получим закон движения частицы в параметрическом виде (φ — параметр)

$$x^i = x^i_{(0)} + \frac{k^i}{k^2}\varphi \pm \int\left[(kp)\, k^i - k^2\left(p^i - \frac{e}{c} A^i\right)\right]\frac{d\varphi}{R}. \tag{7}$$

Далее, следуя общим правилам, определим кинетический импульс частицы

$$q^i = -\frac{\partial S}{\partial x_i} - \frac{e}{c} A^i = p^i - \frac{e}{c} A^i + \frac{k^i}{k^2}(-kp \mp R). \tag{8}$$

Закон движения может быть представлен в более простом виде, если учесть следующее из (8) соотношение $kq = \pm R$. Тогда из (7) и (8) следует

$$x^i = x^i_{(0)} + \int \frac{q^i}{kq}\, d\varphi. \tag{9}$$

Движение частицы приобретает наглядный смысл в системе отсчета, в которой волна распространяется вдоль оси z, а частица в среднем покоится в плоскости xy. В рассматриваемой системе отсчета закон движения принимает наиболее простой вид при взаимодействии частицы с циркулярно-поляризованной волной, потенциал которой $A^i = (0,\ a\cos\varphi,\ ga\sin\varphi,\ 0)$. В этом случае энергия cq_0 и составляющая импульса q_z по оси z являются постоянными величинами. В силу этого формулы для определения движения имеют вид

$$\begin{gathered} x = x_0 + \gamma\frac{mc}{kq}\sin\varphi, \quad y = y_0 - \gamma\frac{mc}{kq} g\cos\varphi, \\ z = z_0 + \frac{q_z}{kq}\varphi, \quad \varphi = \frac{c\,(kq)}{q_0}(t - t_0). \end{gathered} \tag{10}$$

Здесь $\gamma = \frac{e_0}{mc^2}\sqrt{+a^2}$ — инвариантный параметр, характеризующий интенсивность волны, $g = \pm 1$ соответствует правой (левой) круговой поляризации. Из (10) видно, что в поле волны в среде электрон движется по винтовой линии вдоль оси z со скоростью

$v_z = \frac{q_z c}{q_0}$ и радиусом $\gamma \frac{mc}{|kq|}$. Для среднего значения импульса $\bar{q}$ справедливо соотношение $\bar{q}^2 = m_*^2 c^2$, где $m_* = \sqrt{m^2 + \frac{e^2 a^2}{c^4}}$ играет роль эффективной массы электрона в поле волны.

Перейдем к решению уравнения Клейна — Гордона. Его решение ищем в виде

$$\psi = \exp\left(-\frac{ipx}{\hbar}\right) F(\varphi).$$

Для функции F, учитывая, что $k^2 \neq 0$, получим уравнение

$$\hbar^2 k^2 F'' - 2i\hbar (pk) F' + \left[\frac{2e}{c}(Ap) - \frac{e^2}{c^2} A^2\right] F = 0,$$

которое с помощью подстановки

$$F = \exp\left\{\frac{i(pk)}{\hbar k^2}\varphi\right\} F_1(\varphi) \tag{11}$$

преобразуется к уравнению Хилла:

$$F_1'' + \frac{1}{\hbar^2 k^4}\left\{(pk)^2 + k^2\left[\frac{2e}{c}(pA) - \frac{e^2}{c^2}A^2\right]\right\} F_1 = 0 \tag{12}$$

В том случае, когда выполняются условия применимости ВКБ-метода

$$\frac{d}{d\varphi}\left|\frac{\hbar k^2}{R}\right| \ll 1,$$

решение уравнения Клейна — Гордона $\psi = \exp(iS/\hbar)$, где S — действие, определенное формулой (5).

Если волна имеет циркулярную поляризацию, то (12) переходит в хорошо изученное уравнение Матье [9, 10].

В заключение авторы благодарят участников семинара проф. А. А. Соколова за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Reiss H. R., Eberly J. H. Phys. Rev., **151**, 1058, 1966.
2. Ehlotzky F. Zs. Phys., **203**, 119, 1967.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц С. М. Теория поля. М., Физматгиз, 1960, стр. 139.
4. Volkov D. M. Zs. Phys., **94**, 250, 1935; ЖТЭФ, 8, 126, 1937.
5. Schwinger J. Proc. Nat. Acad. Sci., **40**, 132, 1954.
6. Байер В. Н., Катков В. М. ЖЭТФ, **53**, 194, 1968.
7. Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. П. Релятивистская квантовая теория, § 40. «Наука», 1968.
8. Гинзбург В. Л. «Успехи физических наук», **69**, 537, 1959.
9. Мак-Лахлан Н. В. Теория и приложения функций Матье. М., ИЛ, 1953.
10. Бейтман Г., Эрдейи А. Высшие транцендентные функции. М., «Наука», 1967, стр. 136.

Поступила в редакцию
23.10 1970 г.

Кафедра
теоретической физики

Н. К. ШЕЛКОВНИКОВ, Н. П. СИЛАЕВ, В. Ф. МАХРОВ

ЭЛЕКТРОННЫЙ ПРИБОР ДЛЯ РЕГИСТРАЦИИ ПУЛЬСАЦИЙ ТЕМПЕРАТУРЫ

Для измерения пульсаций скорости v' и температуры t' в море наиболее часто применяется метод, связанный с использованием термосопротивления в измерительном мосту постоянного или переменного тока с ручной или автоматической регули-