СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Braginsky V. B., Vorontsov Yu. I., Thorne K. S. Science, 1980, **209**, p. 547. [2] Caves C. M. et al. Rev. Mod. Phys., 1980, **52**, p. 341. [3] Unruh W. G. Phys. Rev. D, 1978, **18**, p. 1764. [4] Додонов В. В., Манько В. И., Руденко В. Н. ЖЭТФ, 1980, **78**, с. 881. [5] Люиселл У. Излучение и шумы в квантовой электронике. М.: Наука, 1972, с. 210. [6] Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я. ЖЭТФ, 1982, **82**, с. 72. [7] Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я. Радиотехн. и электроника, 1982, **27**, с. 2392. [8] Брагинский В. Б., Воронцов Ю. И., Халили Ф. Я. Письма в ЖЭТФ, 1978, **27**, с. 296. [9] Халили Ф. Я. Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон., 1981, **22**, № 1, с. 37.

Поступила в редакцию
31.08.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 4

УДК 531.87

ИЗЛУЧЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЧАСТИЦ С УЧАСТКА ТРАЕКТОРИИ

Р. Гонзалес Фелипе (Куба), Ю. Г. Павленко

(кафедра теоретической физики)

Хорошо известно, что спектр излучения ультрарелятивистских частиц существенно зависит от соотношения между характерным углом отклонения $\Delta\alpha$ частицы во внешнем поле и углом раствора $\sim m/\varepsilon$ конуса излучения [1—3]. Мы рассмотрим случай $\Delta\alpha \gg m/\varepsilon$, когда частица излучает в данном направлении с небольшого участка траектории. Обычно для вычисления спектра спонтанного излучения используется приближение заданного тока, а исследование индуцированных процессов проводится в два этапа — необходимо найти закон движения частицы в поле волны, а затем вычислить работу, совершаемую волной над частицей [1, 4].

В этой работе мы используем каноническую теорию возмущений [5], универсальную в том смысле, что любые экспериментально измеряемые величины вычисляются единым образом, причем спонтанные и индуцированные процессы (как и в квантовой электродинамике) вычисляются одновременно.

1. **Каноническая теория возмущений.** Пусть z_μ — фазовые координаты некоторой системы, $H(z, \tau)$ — гамильтониан, $F=F(z, \tau)$ — произвольная динамическая переменная, τ — параметр. В работе [5] показано, что решение уравнения, которому удовлетворяет $F(z, \tau)$, можно представить в виде

$$F(\tau)=\int\limits_{\tau_0}^{\tau} d\tau_1 \int\limits_{\tau_0}^{\tau_1} d\tau_2 \ldots \int\limits_{\tau_0}^{\tau_{n-1}} d\tau_n \times$$

$$\times [\ldots [F(z_0, \tau), H(z_0, \tau_1)] H(z_0, \tau_2)] \ldots] H(z_0, \tau_n)]. \qquad (1)$$

Здесь скобки Пуассона (СП) вычисляются по переменным $z_0=z(\tau_0)$. Доказательство единственности решения и оценки радиуса сходимости могут быть получены на основе метода мажорантных рядов Коши, принципа сжатых отображений и других методов.

В соответствии с [5] представим гамильтониан частицы, взаимодействующей с внешним полем $A_\mu^{\text{ext}}(x)$ и свободным полем $A_\mu(x)$ в виде

$$H=H_0+H_I,$$

$$H_0 = -\frac{1}{2m}(p - eA^{ext})^2 + \frac{m}{2}, \tag{2}$$

$$H_I = euA - \frac{e^2}{2m}A^2, \quad mu_\mu = p_\mu - eA_\mu^{ext}, \tag{3}$$

$$A_\mu(x) = \frac{\sqrt{4\pi}}{(2\pi)^{3/2}} \int \frac{d^3k}{\sqrt{2\omega}} e_\mu^{(\lambda)} (a_\lambda e^{-ikx} + a_\lambda^* e^{ikx}),$$

где x^μ, a_λ — «координаты», а p_μ, ia_λ^* — «импульсы».

2. **Интегрирование уравнений движения во внешнем поле.** Полагая в (1) $F = x^\mu$, $H = H_0$, $\tau_0 = 0$, получим решение уравнений движения $m\ddot{x}_\mu = eF_{\mu\nu}\dot{x}^\nu$, $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu^{ext} - \partial_\nu A_\mu^{ext}$ в виде

$$x_\mu = x'_\mu + u_\mu \tau + \dot{u}_\mu \frac{\tau^2}{2} + \ddot{u}_\mu \frac{\tau^3}{3!} + \ldots, \tag{4}$$

$$x'_\mu = x_\mu(0), \quad u_\mu = \frac{1}{m}(p' - eA^{ext}(x'))_\mu, \quad \dot{u}_\mu = \frac{e}{m} F_{\mu\nu}(x') u^\nu,$$

$$\ddot{u}_\mu = \frac{e}{m} \partial^\alpha F_{\mu\nu}(x') u^\nu u_\alpha + \frac{e^2}{m^2} F_{\mu\nu}(x') F^{\nu\alpha}(x') u_\alpha.$$

Преобразование $x, p \to x', p'$ соответствует переходу к представлению Фарри в квантовой теории. Теперь эволюция переменных x'^μ, a_λ; p'_μ, ia_λ^* определяется гамильтонианом (3).

3. **Вычисление 4-импульса излучения.** Полагая в (1) $H = H_1$, $P_\mu = -\int d^3k \cdot k_\mu a_\lambda^* a^\lambda$, получим приращение ΔP_μ в виде

$$\Delta P_\mu = -e \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau_1 u_\alpha(\tau_1) \partial_\mu A^\alpha(x_1) - e^2 \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau_1 \int_{\tau_0}^{\tau_1} d\tau_2 [u_\alpha(\tau_1) \partial_\mu A^\alpha(x_1), \tag{5}$$

$$u_\beta(\tau_2) A^\beta(x_2)] - e^2 \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau_1 \int_{\tau_0}^{\tau_1} d\tau_2 u_\alpha(\tau_1) \partial_\mu D^{\alpha\beta}(x_1 - x_2) u_\beta(\tau_2) + \ldots$$

Здесь $D_{\alpha\beta}(x)$ — функция Паули [6, 7].

Спонтанное излучение. Последнее слагаемое в (5), не зависящее от полевых переменных, определяет 4-импульс спонтанного излучения. Используя фурье-представление D-функции [6, 7], найдем

$$\Delta P_\mu^{сп} = \frac{k'_\mu}{(2\pi)^2} \frac{d^3k'}{\omega'} \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau_1 \int_{\tau_0}^{\tau} d\tau_2 \sum_{\lambda=1,2} e_\alpha^{*'(\lambda)} e_\beta^{'(\lambda)} j^\alpha(\tau_1) j^{*\beta}(\tau_2), \tag{6}$$

$$j_\alpha(\tau) = eu_\alpha(\tau) \exp[ik'x(\tau)].$$

После усреднения по фазам частицы получим, переходя к пределам $\tau \to \infty$, $\tau_0 \to -\infty$, интенсивность излучения 4-импульса ($\tau_{1,2} = \tau \pm \tau'/2$):

$$\frac{dP_\mu^{сп}}{dt} = \frac{k'_\mu}{(2\pi)^2} \frac{d^3k'}{\omega'} \frac{m}{\varepsilon} \int_{-\infty}^{\infty} d\tau' \sum_{\lambda=1,2} e_\alpha^{*'(\lambda)} e_\beta^{'(\lambda)} \langle j^\alpha(\tau_1) j^{*\beta}(\tau_2) \rangle. \tag{7}$$

Индуцированное излучение. Статистические свойства внешнего поля излучения определяются корреляционными функциями [8]. Важнейшая из них — тензор когерентности $I_{\mu\nu}(k)$ первого порядка — возникает при вычислении средних по ансамблю реализаций внешнего поля излучения

$$\langle A_\mu^{(-)}(x_1)\,A_\nu^{(+)}(x_2)\rangle=\frac{4\pi}{(2\pi)^3}\int\frac{d^3k}{2\omega}\,I_{\mu\nu}(k)\,e^{-ik(x_1-x_2)},\tag{8}$$

где $A_\mu^{(\mp)}$ — положительно (отрицательно) частотная составляющая 4-потенциала. Два первых слагаемых в (5), содержащие полевые переменные, определяют 4-импульс индуцированного излучения. Усредняя (5) с помощью (8), находим

$$\Delta P_\mu^{\text{инд}}=\frac{k'_\mu}{(2\pi)^2}\,\frac{d^3k'}{\omega'}\int\limits_{\tau_0}^{\tau}d\tau_1\int\limits_{\tau_0}^{\tau}d\tau_2\,\mathrm{Im}\,[j_\alpha(\tau_1),\ j_\beta^*(\tau_2)]\,I^{\beta\alpha}(k).\tag{9}$$

После усреднения (9) по фазам частицы [9] и перехода к пределам $\tau\to\infty$, $\tau_0\to-\infty$ получим 4-импульс индуцированного излучения в единицу времени

$$\frac{dP_\mu^{\text{инд}}}{dt}=\frac{k'_\mu}{(2\pi)^2}\,\frac{d^3k'}{\omega'}\,\frac{m}{\varepsilon}\cdot\tag{10}$$

$$\int\limits_{-\infty}^{\infty}d\tau'\,\mathrm{Im}\,\frac{\partial}{\partial p'_\nu}<j_\alpha(\tau_1)\,\frac{\partial j_\beta^*(\tau_2)}{\partial x'^\nu}>I^{\beta\alpha}(k).$$

4. **Излучение с участка траектории.** При условии $\Delta\alpha\gg m/\varepsilon$ вклад в излучение дает участок траектории, определяемый (4). В этом случае

$$<j_\alpha(\tau_1)\,j_\beta^*(\tau_2)>=e^2\Gamma_{\alpha\beta}(\tau')\exp\left[ik'u\tau'+ik'\ddot{u}\,\frac{\tau'^3}{24}\right],\tag{11}$$

$$\Gamma_{\alpha\beta}=u_\alpha u_\beta+(u_\alpha\dot{u}_\beta-u_\alpha\dot{u}_\beta)\,\frac{\tau'}{2}+(u_\alpha\ddot{u}_\beta-2\dot{u}_\alpha\dot{u}_\beta+\ddot{u}_\alpha u_\beta)\,\frac{\tau'^2}{8}.$$

В дальнейшем воспользуемся приближением, характерным для модели скрещенного поля [10], полагая $\dot{u}^2=\dddot{u}u=0$. В этом приближении k'^μ удобно представить в виде разложения по тетрадным векторам

$$k'^\mu=\frac{1}{\ddot{u}\ddot{u}}\,(k'\ddot{u}u^\mu-k'\dot{u}\dot{u}^\mu-k'\dot{\bar{u}}\,\dot{\bar{u}}^\mu)+\left(k'u-\frac{k'\dot{u}}{\ddot{u}\ddot{u}}\right)\frac{\ddot{u}^\mu}{\ddot{u}\ddot{u}},\tag{12}$$

где $\dot{\bar{u}}^\mu=\frac{e}{m}{}^*F^{\mu\nu}u_\nu$, $^*F$ — тензор, дуальный F. Коэффициенты разложения связаны с тремя инвариантными переменными

$$v=\frac{k'\ddot{u}}{(\ddot{u}\ddot{u})^{3/2}},\quad \delta=\sqrt{\ddot{u}\ddot{u}}\,\frac{k'\dot{\bar{u}}}{k'\ddot{u}},\quad \rho=\sqrt{\ddot{u}\ddot{u}}\,\frac{k'\dot{u}}{k'\ddot{u}}.\tag{13}$$

Представляя (11) в (7), суммируя по поляризации и интегрируя по τ', получим интенсивность спонтанного излучения

$$\frac{dP_0^{\text{сп}}}{dt}=-\frac{e^2}{2\pi\sqrt{\pi}}\,\frac{m}{\varepsilon}\,F(k')d^3k',\tag{14}$$

$$F(k')=\left(\frac{k'\ddot{u}}{8}\right)^{-1/3}\left(1-4\ddot{u}\ddot{u}\,\frac{k'u}{k'\ddot{u}}\right)\Phi(y),\quad y=\left(\frac{k'\ddot{u}}{8}\right)^{-1/3}k'u.$$

Здесь $\Phi(y)$ — функция Эйри [7, 10]. Учитывая соотношение

$$\frac{2k'u}{k'\ddot{u}}\,\ddot{u}\ddot{u}=1+\delta^2+\rho^2,$$

функцию F представим в виде

$$F=-\frac{2}{\sqrt{\dot{u}\ddot{u}}}v^{-1/3}[1+2(\delta^2+\rho^2)]\,\Phi(y),\quad y=v^{2/3}(1+\delta^2+\rho^2).$$

Интегрируя (14) по переменным δ, ρ, можно получить распределение интенсивности по переменной v [7, 10, 11]. Проще, однако, произвести интегрирование по сферическому θ и азимутальному φ углам вектора $\mathbf{k}'$ в системе координат с полярной осью в направлении скорости. Полагая в соответствии с (12) $k'\dot{u}/(u\dot{u})\sim(m/\varepsilon)\omega'$, получим спектральное распределение интенсивности [2, 7, 10, 11]

$$\frac{dP_0^{\text{сп}}}{dt}=-\frac{e^2}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{\varepsilon}\right)^2\omega'd\omega'\left[\int\limits_{z_0}^{\infty}\Phi(x)\,dx+\frac{2}{z_0}\Phi'(z_0)\right],\tag{15}$$

где $\quad z_0=\left(\omega'/u_0\sqrt{\ddot{u}\ddot{u}}\right)^{2/3}.$

Найдем теперь интенсивность индуцированного излучения (9). Учитывая (4), получим выражение

$$\frac{dP_0^{\text{инд}}}{dt}=-\frac{e^2}{(2\pi)^3}\frac{m}{\varepsilon}d^3k'\int\limits_{-\infty}^{\infty}d\tau'\,\mathrm{Im}\,ik'_\nu\frac{\partial\Gamma_{\alpha\beta}(\tau')}{\partial p'_\nu}I^{\beta\alpha}(k').\tag{16}$$

Предположим, что $I_{\alpha\beta}(k')=-\frac{1}{2}g_{\alpha\beta}\rho(k')$, т. е. внешнее излучение не поляризовано. Интегрируя (16) по τ', найдем

$$\frac{dP_0^{\text{инд}}}{dt}=\frac{e^2}{4\pi\sqrt{\pi}}\frac{m}{\varepsilon}k'_\nu\frac{\partial F}{\partial p'_\nu}\rho(k')\,d^3k'.$$

Для изотропного внешнего излучения

$$\frac{dP_0^{\text{инд}}}{dt}=-\frac{2}{3}\frac{e^2}{\sqrt{\pi}}\left(\frac{m}{\varepsilon}\right)^2\omega'^2d\omega'\left[z_0\Phi(z_0)-\frac{2}{z_0}\Phi'(z_0)\right]\rho(\omega').\tag{17}$$

Это выражение совпадает с полученным в работах [12, 13] на основе классической и квантовой теорий.

5. **Рассеяние во внешнем поле.** В нашем подходе для анализа процесса рассеяния следует учесть в правой части (5) члены $\sim e^4$, возникающие при вычислении четырехкратных СП. При этом слагаемые, не включающие полевых переменных, дают вклад в излучение двух независимых волн. Члены, содержащие a^*a, определяют спонтанное и индуцированное томсоновское рассеяние. Члены, содержащие биквадратные комбинации полевых переменных, соответствуют эффектам вынужденного излучения двух волн. Учет внешнего поля приводит к большим математическим трудностям. Мы ограничимся рассмотрением томсоновского рассеяния. Для упрощения вычислений сначала найдем закон движения частицы во внешнем поле, которое является суперпозицией статического поля и поля плоской волны. Затем, используя формулы (6), (9), найдем сечение спонтанного и индуцированного рассеяния.

4-потенциал внешнего поля выберем в виде

$$A_\mu^{\text{ext}}(x)=B_\mu(x)+\frac{m}{e}\xi e_\mu\sin kx.\tag{18}$$

Здесь k_μ, e_μ — 4-импульс и вектор поляризации волны, ξ — параметр интенсивности [10]. Для определения интенсивности излучения волны с 4-импульсом k'_μ необходимо найти по теории возмущений члены $\sim\xi$ в разложении вектора $j_\mu(\tau)=e\dot{x}_\mu\exp[ik'x(\tau)]$, где $x(\tau)$ — решение уравнений движения в поле (18). Представим $x_\mu(\tau)$ в виде ряда $x_\mu = x_\mu^{(0)}+x_\mu^{(1)}+...$, где $x^{(0)}$ — решение (4) в статическом поле $B(x)$. Тогда $j_\mu=j_\mu^{(1)}+j_\mu^{(2)}+...$, где

$$j_\mu^{(1)}=e\dot{x}_\mu^{(0)}\exp[ik'x^{(0)}(\tau)],$$

$$j_\mu^{(2)}=e[\dot{x}_\mu^{(1)}+i\dot{x}_\mu^{(0)}k'x^{(1)}]\exp[ik'x^{(0)}(\tau)]. \tag{19}$$

Учитывая определение [7], получим сечение спонтанного

$$d\sigma^{\text{сп}}=\frac{2e^2}{\pi m\xi^2}\frac{d^3k'}{\omega'ku}\int\limits_{-\infty}^{\infty}d\tau'\sum_{\lambda=1,2}\overset{*}{e}{}'^{(\lambda)}_\alpha e'^{(\lambda)}_\beta j^\alpha_{(2)}\left(\frac{\tau'}{2}\right)\overset{*}{j}{}^\beta_{(2)}\left(-\frac{\tau'}{2}\right) \tag{20}$$

и индуцированного

$$d\sigma^{\text{инд}}=\frac{2e^2}{\pi m\xi^2}\frac{d^3k'}{\omega'ku}\int\limits_{-\infty}^{\infty}d\tau'\,\mathrm{Im}\left[j^{(2)}_\alpha\left(\frac{\tau'}{2}\right),\ \overset{*}{j}{}^{(2)}_\beta\left(-\frac{\tau'}{2}\right)\right]I^{\beta\alpha}(k') \tag{21}$$

рассеяния волны с 4-импульсом k'_μ. Для вычисления $j_\mu^{(2)}(\tau)$ положим в (1) $F=e\dot{x}^{(0)}\exp[ik'x^{(0)}]$,

$$H=m\xi\dot{x}_\mu^{(0)}e^\mu\sin kx^{(0)}+\frac{m}{2}\xi^2\sin^2kx^{(0)}.$$

Ограничиваясь величинами $\sim\xi$, находим, что $j_\mu^{(2)}$ имеет вид (19), где

$$x_\mu^{(1)}=m\xi\int\limits_{-\infty}^{\infty}G_{\mu\nu}(\tau-\tau_1)f^{\nu\alpha}\dot{x}_\alpha^{(0)}(\tau_1)\cos kx^{(0)}(\tau_1)\,d\tau_1, \tag{22}$$

$$G_{\mu\nu}(\tau-\tau_1)=\theta(\tau-\tau_1)[x_\mu^{(0)}(\tau),\ x_\nu^{(0)}(\tau_1)]. \tag{23}$$

Здесь $f_{\alpha\beta}=k_\alpha e_\beta-k_\beta e_\alpha$, $G_{\mu\nu}(\tau-\tau_1)$ — двухвременная запаздывающая релятивистская функция Грина.

Предположим, что выполняются неравенства $|k\dot{u}|\ll u\ddot{u}$, $|k\ddot{u}|\ll\ll(u\ddot{u})^{3/2}$, соответствующие применимости модели скрещенного поля [14]. В этом приближении можно положить $kx^{(0)}=kz$, где $z_\mu=x_\mu'+u_\mu\tau$.

С необходимой точностью СП в (23) равна

$$[x_\mu^{(0)}(\tau),\ x_\nu^{(0)}(\tau_1)]=\frac{1}{m}g_{\mu\nu}(\tau-\tau_1)+\frac{e}{2m^2}F_{\mu\nu}(\tau-\tau_1)^2+$$
$$+\frac{1}{3!}\frac{e^2}{m^3}F_{\mu\alpha}F^\alpha_\nu(\tau-\tau_1)^3.$$

Вычисляя интеграл (22), находим

$$x_\mu^{(1)}=-\xi(ku)^{-2}f_{\mu\nu}u^\nu\cos kz+\xi(ku)^{-3}f_{\mu\nu}\dot{u}^\nu(\sin kz-\tau ku\cos kz).$$

Представляя $x^{(1)}$ в (19), получим

$$j_\mu^{(2)}=e\xi[M_\mu(k)e^{ik'x^{(0)}-ikz}+M_\mu(-k)e^{ik'x^{(0)}+ikz}], \tag{24}$$

$$M_\mu(k)=\frac{i}{2}\left[\frac{f_{\mu\nu}\dot{x}^\nu_{(0)}}{ku}-\dot{x}_\mu^{(0)}\left(\frac{f_{\alpha\beta}k'^\alpha\dot{x}^\beta_{(0)}}{(ku)^2}-\frac{if_{\alpha\beta}k'^\alpha\dot{u}^\beta}{(ku)^3}\right)\right]. \tag{25}$$

Это выражение удобно записать в переменных (13).

Найдем теперь сечение спонтанного рассеяния (20), которое усредним и просуммируем по поляризациям и проинтегрируем по переменным τ', δ, ρ. Учитывая, что $d^3k'=\omega' u\ddot{u}v dv d\delta d\rho$, получим

$$d\sigma^{\text{сп}}=4\sqrt{\pi}\, r_0^2\,\frac{dv}{\eta}\left\{\left[1+\frac{2v}{\eta}\left(\frac{v}{\eta}-1\right)-8\frac{v^2}{\eta^4}\right]\int\limits_z^\infty\Phi(y)\,dy+\right.$$

$$\left.+8\frac{v^{2/3}}{\eta^2}\left(1-\frac{v}{\eta}\right)\Phi(z)-\frac{16v^{4/3}}{\eta^4}\Phi'(z)+(\eta\to-\eta)\right\},\qquad(26)$$

где $z=v^{2/3}(1-\eta/v)$, $\eta=2ku/\sqrt{\ddot{u}\ddot{u}}$, r_0 — электромагнитный радиус электрона. При рассеянии низкочастотных волн ($\eta\ll v$) сечение (26) пропорционально интенсивности излучения (15) [14].

В отсутствие внешнего поля из (20), (24) найдем просуммированное по поляризациям сечение томсоновского рассеяния

$$d\sigma^{\text{сп}}=r_0^2\left[1-\left(\frac{f_{\alpha\beta}k'^{\alpha}u^{\beta}}{(ku)^2}\right)^2\right]\frac{d^3k'}{\omega' ku}\,\delta(k'u-ku).\qquad(27)$$

Это выражение совпадает с сечением эффекта Комптона, вычисленным в классическом пределе [7, 10]. Усредняя по поляризациям падающей волны и интегрируя (27) по азимутальному углу вектора k', получим

$$d\sigma^{\text{сп}}=2\pi r_0^2(1-2x+2x^2)\,dx,\quad x=\frac{kk'}{2\,(ku)^2}.$$

Сечение индуцированного рассеяния следует из формул (21), (24).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М.: Наука, 1974. [2] Байер В. Н., Катков В. М., Фадин В. С. Излучение релятивистских электронов. М.: Атомиздат, 1973. [3] Тернов И. М., Халилов В. Р., Родионов В. Н. Взаимодействие заряженных частиц с сильным электромагнитным полем. М.: Изд-во МГУ, 1982. [4] Собельман И. И., Тютин И. В. УФН, 1963, **79**, с. 595. [5] Павленко Ю. Г. ТМФ, 1981, **49**, с. 92. [6] Боголюбов Н. Н., Ширков Д. В. Введение в теорию квантованных полей. М.: Наука, 1976. [7] Соколов А. А., Тернов И. М., Жуковский В. Ч., Борисов А. В. Квантовая электродинамика. М.: Изд-во МГУ, 1983. [8] Перина Я. Когерентность света. М.: Мир, 1974. [9] Боголюбов Н. Н. Избранные труды. Т. 2. Киев, 1971, с. 14. [10] Ритус В. И. Тр. ФИАН, т. 111. М.: Наука, 1979. [11] Shwinger J. Phys. Rev., 1949, **75**, N 12, p. 1912. [12] Цытович В. Н. ДАН СССР, 1962, **142**, с. 319; Изв. вузов. Радиофизика, 1963, № 6, с. 841. [13] Павленко Ю. Г., Мусса А. Х. Ядерная физика, 1976, **24**, с. 396. [14] Жуковский В. Ч., Херрманн И. Ядерная физика, 1971, **14**, с. 150.

Поступила в редакцию
03.09.84

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3. ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ, 1985, Т. 26, № 4

УДК 530.145.7

ПОЛЯ МАТЕРИИ В ТЕОРИИ КАЛУЦЫ — КЛЕЙНА СО СПОНТАННЫМ НАРУШЕНИЕМ СИММЕТРИИ

А. П. Демичев, Н. Ф. Нелипа, М. Чайчиан (Финляндия)

(НИИЯФ)

1. В стандартном подходе к теории Калуцы—Клейна [1, 2, 3] для перехода к четырехмерному пространству-времени используется усреднение по дополнительным координатам. Мы предлагаем альтернатив-