Все полученные результаты не основывались на априорных предположениях о квантовом или классическом поведении протонов. Однако, как видно из (10), по крайней мере в нормальной области ($\theta^* \approx 0{,}5$) поведение протона можно считать квантовым, поскольку для всех частот протона выполняются условия $\hbar\omega_{\text{прот}} \gg kT$ и все гиперболические тангенсы можно заменить на единицу. Зависимость фактора туннелирования $H_p(x^*)$ от температуры может сохраниться лишь в случае, если рассматриваются безбарьерные ($\theta^* \approx 1$) или безактивационные ($\theta^* \approx 0$) процессы. Представляет интерес с помощью формул (16) и (20) оценить фактор туннелирования и изотопический эффект для разряда ионов H_3O^+ и H_2DO^+ на ртутном электроде. В этом случае из-за отталкивания электронных облаков иона и электрода потенциал $U(x_0)$ (или $U(x_{0A})$) начинает резко возрастать при $x_0 < \bar{x}_0$ (или $x_{0A} < \bar{x}_{0A}$). Величина $\bar{x}_0$, согласно работе [5], составляет 0,4—0,6 Å. Фактор туннелирования $m\Omega_v^f \Omega_d^i \bar{x}_0^2/\hbar(\Omega_v^f + \Omega_d^i)$ в формуле (16) лежит в пределах $4 \div 8$, а изотопический эффект меняется от 5 до 31, что согласуется с экспериментальными данными [5]. Аналогичные оценки по формуле (20) приводят к значениям фактора туннелирования в интервале $5 \div 11$ и изотопического эффекта — в интервале $7 \div 75$.

Авторы глубоко благодарны Р. Р. Догонадзе и А. М. Кузнецову за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. German E. D., Dogonadze R. R. et. al. «Inst. Catalysis» (Hokkaido Univ.), **19**, 115, 1971.
2. Воротынцев М. А., Догонадзе Р. Р., Кузнецов А. М. ДАН СССР, **209**, 1135, 1973.
3. Догонадзе Р. Р., Кузнецов А. М. Итоги науки и техники. Физическая химия, кинетика, т. 2. М., 1973.
4. Герман Э. Д., Догонадзе Р. Р. и др. «Электрохимия», **6**, 350, 1970.
5. Герман Э. Д., Харкац Ю. И. «Изв. АН СССР», сер. хим., № 5, 1031, 1972.
6. Воротынцев М. А., Кузнецов А. М. «Вестн. Моск. ун-та», сер. физ., астрон., **11**, 146, 1970.
7. Dogonadze R. R., Kuznetsov A. M., Vorotyntsev M. A. «Phys. Stat. Sol.» (b), **54**, 125, 1972.

Поступила в редакцию
31.1 1975 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 535.14

А. Б. КУКАНОВ, Н. Д. НАУМОВ

ОБ ОДНОМ ПРИМЕНЕНИИ МЕТОДА ТЕТРАД В КЛАССИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ ИЗЛУЧЕНИЯ

Тетрадный метод, получивший широкое распространение в теории гравитации (см., например, [1—3]), может быть весьма плодотворно применен в классической теории движения и излучения заряженных частиц. В качестве примера рассмотрим на основе указанного метода обобщение основных формул классической теории синхротронного излучения [4].

Пусть дано постоянное и однородное электромагнитное поле следующего вида: $(\mathbf{EH})=0$, $H^2-E^2>0$. Нетрудно видеть, что тензор такого поля можно представить в виде

$$F^{ns} = ih\,(a^{*n}a^s - a^n a^{*s}), \quad h = \left(\frac{1}{2} F^{ns}F_{ns}\right)^{1/2} = \sqrt{H^2 - E^2}, \tag{1}$$

где

$$a^n = \frac{1}{\sqrt{2}}\left(\frac{E}{h},\ \frac{i\mathbf{E}}{E} + \left[\frac{\mathbf{E}}{E}\ \frac{\mathbf{H}}{h}\right]\right), \quad a^{*n} = (a^n)^*.$$

Введем также 4-векторы

$$k^n = \left(\frac{H}{h},\ \frac{\mathbf{H}}{H} + \left[\frac{\mathbf{E}}{h}\,\frac{\mathbf{H}}{H}\right]\right), \quad l^n = \frac{1}{2}\left(\frac{H}{h},\ -\frac{\mathbf{H}}{H} + \left[\frac{\mathbf{E}}{h}\,\frac{\mathbf{H}}{H}\right]\right).$$

Очевидно, что a^n, a^{*n}, k^n, l^n образуют изотропную тетраду, т. е.

$$(kl) = k^n l_n = k^0 l_0 - \mathbf{kl} = -(a^* a) = 1,$$

$$(aa) = (a^* a^*) = (ak) = (a^* k) = (al) = (a^* l) = (kk) = (ll) = 0.$$

Соответственно напряженности полей записываются так:

$$\mathbf{E} = h[\mathbf{kl}] = ih(a_0 \mathbf{a}^* - a_0^* \mathbf{a}), \quad \mathbf{H} = ih[\mathbf{aa}^*] = h(l_0 \mathbf{k} - k_0 \mathbf{l}). \tag{2}$$

Закон движения частицы в поле (2) имеет вид [5]

$$X^n = (kX) l^n + (lX) k^n - (aX) a^{*n} - (a^* X) a^n, \tag{3}$$

$$(kX) = \frac{(kp)}{m}\tau, \quad (lX) = \frac{(lp)}{m}\tau, \quad (aX) = \frac{i(ap)}{m\omega}(e^{-i\omega\tau} - 1) + (aq),$$

где $\omega = \frac{eh}{mc}$, p^n, q^n — начальные значения импульса и координаты частицы, τ — собственное время. Нетрудно видеть, что сдвигом системы координат можно привести закон движения к следующему виду:

$$x^n(\tau) = [(kp) l^n + (lp) k^n]\frac{\tau}{m} - \frac{i}{m\omega}[(ap) a^{*n} - (a^* p) a^n] \times$$

$$\times \cos\omega\tau - \frac{1}{m\omega}[(ap) a^{*n} + (a^* p) a^n] \sin\omega\tau. \tag{4}$$

Преобразование Лоренца $x'^n = \Lambda^{ns} x_s$, где

$$\Lambda^{0s} = \frac{1}{p_\parallel}[(kp) l^s + (lp) k^s], \quad \Lambda^{1s} = \frac{i}{p_\perp}[(a^* p) a^s - (ap) a^{*s}],$$

$$\Lambda^{2s} = \frac{1}{p_\perp}[(ap) a^{*s} + (a^* p) a^s], \quad \Lambda^{3s} = \frac{1}{p_\parallel}[-(lp) k^s + (kp) l^s], \tag{5}$$

$$p_\parallel^2 = 2(kp)(lp), \quad p_\perp^2 = 2(ap)(a^* p),$$

приводит к следующему результату:

$$x'^0(\tau) = \frac{p_\parallel}{m}\tau, \quad x'^1(\tau) = -\frac{p_\perp}{m\omega}\cos\omega\tau, \quad x'^2(\tau) = \frac{p_\perp}{m\omega}\sin\omega\tau, \quad x'^3(\tau) = 0. \tag{6}$$

Таким образом, в штрихованной системе координат частица движется по окружности, и в волновой зоне интенсивность излучения в элемент телесного угла $do' = \sin\varepsilon\, d\varepsilon\, d\psi$ равна [6,4]

$$dW' = \sum_{\nu=1}^{\infty} dW'_\nu = -\frac{e^2 c}{2\pi}\sum_{\nu=1}^{\infty}(\varkappa'_0)^2 (w'_\nu w'^*_\nu)\, do', \tag{7}$$

где $w'^n_\nu = C A'^n_\nu = \operatorname{sign} e b_0 \cdot J'_\nu \cdot e'^n_\psi + i \operatorname{ctg}\varepsilon J_\nu e'^n_\varepsilon$. Здесь A'^n_ν — фурье-компонент 4-потенциала поля излучения, C — некоторый коэффициент, $J_\nu = J_\nu(\nu b_0 \sin\varepsilon)$, $b_0 = \frac{p_\perp}{p_\parallel}$, $e'^n_\psi = NF'^{sn}\varkappa'_s$ и $e'^n_\varepsilon = N\left(h\cos\varepsilon\varkappa'^n + \frac{1}{2}e^{nrsq}F'_{sq}\varkappa'_r\right)$ — сферические орты в пространстве $\varkappa'^n$ $\varkappa'^n = \Lambda^{ns}\varkappa_s = \frac{\nu\omega m}{p_\parallel}(1, \sin\varepsilon\cos\psi, \sin\varepsilon\sin\psi, \cos\varepsilon)$ — волновой вектор в штрихованной системе координат, $N=[-(F'^{ns}\varkappa'_s)^2]^{-1/2}$, F'^{ns} — тензор поля (1) в этой системе отсчета.

Выражение для интенсивности излучения в системе координат, в которой закон движения частицы имеет вид (4), можно получить, воспользовавшись соответствующими формулами преобразования [6]. Поляризацию излучения учитываем, разлагая Фурье-компонент электрического поля излучения

$\mathbf{E}_\nu \sim [\varkappa[\mathbf{w}_\nu\varkappa]]$ по векторам $\mathbf{a}_\lambda$, $\lambda=f, g$; $(\mathbf{a}_\lambda\mathbf{a}^*_{\lambda'})=\delta_{\lambda\lambda'}$ [7]:

$$\mathbf{a}_f=\sin\alpha\sigma-e^{i\beta}\cos\alpha\pi;\quad \mathbf{a}_g=\cos\alpha\sigma+e^{i\beta}\sin\alpha\pi, \tag{8}$$

где

$$\sigma=(-\sin\varphi,\ \cos\varphi,\ 0),\quad \pi=(-\cos\theta\cos\varphi,\ -\cos\theta\sin\varphi,\ \sin\theta),$$

$(\sigma\varkappa)=(\pi\varkappa)=0$, $\varkappa=\varkappa_0(\sin\theta\cos\varphi,\ \sin\theta\sin\varphi,\ \cos\theta)$ — волновой вектор в этой системе. Окончательно для интенсивности излучения найдем

$$dW=\sum_{\lambda=f,g} dW_\lambda=\sum_{\lambda=f,g}\sum_{\nu=1}^{\infty} dW_{\nu\lambda},$$

$$dW_{\nu\lambda}=\frac{e^2c}{2\pi}\frac{(\nu\omega m)^2 p_\parallel}{\Lambda^{00}}\Phi^3 do\,\{\operatorname{ctg}^2\varepsilon J_\nu^2[A_\lambda+B_\lambda(\sigma\mathbf{e}_\varepsilon)^2+C_\lambda\cos\beta(\sigma\mathbf{e}_\varepsilon)(\pi\mathbf{e}_\varepsilon)]+$$
$$+b_0^2 J_\nu'^2[A_\lambda+B_\lambda(\sigma\mathbf{e}_\psi)^2+C_\lambda\cos\beta(\sigma\mathbf{e}_\psi)(\pi\mathbf{e}_\psi)]+$$
$$+\operatorname{sign} e C_\lambda b_0\operatorname{ctg}\varepsilon J_\nu J'_\nu[(\pi\mathbf{e}_\varepsilon)(\sigma\mathbf{e}_\psi)-(\sigma\mathbf{e}_\varepsilon)(\pi\mathbf{e}_\psi)]\sin\beta\}. \tag{9}$$

Здесь

$$A_\lambda=\begin{pmatrix}A_f\\A_g\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}\cos^2\alpha\\\sin^2\alpha\end{pmatrix},\quad B_\lambda=\begin{pmatrix}-1\\1\end{pmatrix}\cos 2\alpha,\quad C_\lambda=\begin{pmatrix}-1\\1\end{pmatrix}\sin 2\alpha,$$

$$e_\psi^n=i\frac{(a^*\varkappa)a^n-(a\varkappa)a^{*n}}{\sqrt{2(a\varkappa)(a^*\varkappa)}},\qquad e_\varepsilon^n=\frac{(k\varkappa)l^n-(l\varkappa)k^n}{\sqrt{2(a\varkappa)(a^*\varkappa)}},$$

$$\Phi=\varkappa_0[(lp)(k\varkappa)+(kp)(l\varkappa)]^{-1},\quad \cos\varepsilon=\frac{\Phi}{\varkappa_0}[(kp)(l\varkappa)-(lp)(k\varkappa)],\quad do=\sin\theta d\theta d\varphi.$$

Частота излучения определяется формулой $\Omega_\nu=c\varkappa_0=\nu\omega mc\Phi$. Отметим, что штрихованная система координат движется по отношению к исходной со скоростью

$$\mathbf{V}=\frac{c}{2k_0l_0}[a_0\mathbf{a}^*+a_0^*\mathbf{a}+b_3(l_0\mathbf{k}-k_0\mathbf{l})], \tag{10}$$

где $b_3=\dfrac{k_0(lp)-(kp)l_0}{k_0(lp)+(kp)l_0}$. После суммирования по ν, λ и интегрирования по углам получаем следующее выражение для полной интенсивности излучения:

$$W=\frac{2}{3}\frac{e^2}{c}\left(\frac{c\omega m}{p_\parallel}\right)^2\frac{b_0^2}{(1-b_0^2)^2}. \tag{11}$$

Нетрудно видеть, что в системе координат, где присутствует только магнитное поле, т. е.

$$a^s=\frac{1}{\sqrt{2}}(0,1,i,0),\quad k^s=(1,0,0,1),\quad l^s=\frac{1}{2}(1,0,0,-1),\quad h=H,$$

формула (9) переходит в известное выражение для интенсивности излучения заряда при движении по спирали [8, 9], а cb_0 совпадает с выражением для инвариантной скорости, введенным в [10]. В случае $H=(0,0,H)$, $E=(0, H\sin\eta, 0)$, т. е.

$$a^n=\frac{1}{\sqrt{2}}\left(\operatorname{tg}\eta,\ \frac{1}{\cos\eta},\ i,\ 0\right),\quad k^n=\left(\frac{1}{\cos\eta},\ \operatorname{tg}\eta,\ 0,\ 1\right),$$

$l^n = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\cos\eta}, \operatorname{tg}\eta, 0, -1\right)$, $h = H\cos\eta$ формула (11) при $\alpha = 0$, $\beta = \pi$ переходит в результаты работы [11]. Развитый подход к проблеме излучения может быть в равной степени применен в других случаях, например, в случае заряда в поле электромагнитной волны, в поле волны и в параллельном магнитном поле, если воспользоваться ковариантными выражениями для законов движения, найденными в [5].

ЛИТЕРАТУРА

1. Newman E. T., Penrose R. «Journ. Math.», 4, 998, 1962.
2. Иваненко Д. Д. Предисловие к книге Г. Тредера «Теория гравитации и принцип эквивалентности». М., 1973.
3. Родичев В. И. Теория гравитации в ортогональном репере. М., 1974.
4. Сб. «Синхротронное излучение» под ред. А. А. Соколова и И. М. Тернова. М., 1966.
5. Куканов А. Б., Наумов Н. Д. Депонировано в ВИНИТИ АН СССР, № 2055-74, Деп. от 26 июля 1974.
6. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., 1973.
7. Куканов А. Б. «Изв. вузов СССР», физика, № 8, 108, 1969.
8. Куканов А. Б., Наумов Н. Д. «Изв. вузов СССР», физика, 103, 1975.
9. Соколов А. А., Тернов И. М. Релятивистский электрон. М., 1974.
10. Schwinger J. «Phys. Rev.», 75, 1912, 1949.
11. Багров В. Г., Бордовицын В. А. Известия Томского Политехнического института, вып. 170, 72, 1969.

Поступила в редакцию
25.2 1975 г.

Кафедра
теоретической физики

УДК 539.172.3 : 539.2

В. С. ЗАСИМОВ, Р. Н. КУЗЬМИН

НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ КАМЕРЫ ДЛЯ МЁССБАУЭРОВСКИХ ДИФРАКЦИОННЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ

Довольно часто исследование эффекта Мёссбауэра возможно лишь при низких температурах, когда вероятность бесфононного испускания или поглощения резонансных γ-квантов становится существенной. Особую важность увеличение вероятности эффекта имеет для исследований по мёссбауэрографии, так как оно может значительно сократить время этих длительных и трудоемких экспериментов.

Для охлаждения рассеивателей при дифракционных мёссбауэровских исследованиях была сконструирована низкотемпературная камера, которая устанавливается на гониометрическом устройстве типа ГУР-5 и ГУР-4. Образец в камере охлаждается посредством термоконтакта с жидким азотом через короткий хладопровод и за счет обдувания парами охлажденного азота, которое выравнивает температуру по образцу [1, 2]. Низкотемпературная камера, в рабочем объеме которой находится охлаждаемый образец, изготовлена из пенопласта с толщиной стенок в 15 мм. Такая толщина стенок достаточна, чтобы обмерзание их было незначительным, а пропускание γ-лучей с энергией 14,4 кэВ было около 80% [3]. Устройство низкотемпературной камеры показано на рис. 1.

Камера разъемная, она состоит из двух легко сочленяющихся частей: укрепленного на гониометре основания камеры (*12*) с держателем образцов (*11*) и съемного узла, состоящего из сосуда (*3*) с пенопластовым кожухом (*4*) и собственно рабочей камеры (*8*). Разъемная конструкция камеры позволяет легко и быстро устанавливать и менять образцы, что делается при снятой верхней части камеры. Первая заливка азота может проводиться вообще не на гониометре. После заливки съемная часть надевается на основание и происходит охлаждение образца в рабочем объеме за счет термоконтакта через хладопровод с сосудом, содержащим жидкий азот, и обдувания парами охлажденного азота. Последующие заливки азота проводятся непосредственно на ГУРе.