

КВАНТОВЫЕ СООТНОШЕНИЯ КАК УСЛОВИЯ НА ДЛИНУ ВОЛНЫ В ЗАРЯДОВОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Н.В. Галанов

В зарядовом пространстве введены аналоги де Бройлевской длины волны и рассмотрен физический смысл соотношений в случае, когда длина такой волны кратна заряду электрона.

При анализе процессов в гранулированных сверхпроводниках и джозефсоновских переходах /1-3/, изучении возможности генерации сжатых состояний электромагнитного излучения /4/, квантовом рассмотрении колебательного контура /5/ авторы использовали коммутаторы заряд - фаза, заряд - ток и другие. Таким образом фактически введена квантовая механика в зарядовом пространстве. Представляет интерес распространить эти представления на зарядовое пространство Минковского $Q: \{q, iI_0 t\}$, где I_0 - максимальный ток.

Введем аналог волны де Бройля в Q для замкнутого тока $\lambda_q = hc/\Phi$, где h - постоянная Планка, c - скорость света, Φ - магнитный поток, пронизывающий контур с током. В случае $\lambda_q = e$ (e - заряд электрона) $\Phi = \Phi_0 = hc/e$ - квант магнитного потока, если $\lambda_q = 2Ne$ (N - целое), тогда $\Phi = \Phi_0/2N$ и когерентные свойства электронов проводимости в нормальных (несверхпроводящих) системах могут проявляться в наличии осцилляций по магнитному потоку с периодами hc/e , $hc/2e$, а в пайерлсовском диэлектрике /6/ возникает еще период $\Phi_0/2N$. Случай с $N\lambda_q = 2e$ можно интерпретировать как инстантон с дробным зарядом в пайерлсовском диэлектрике.

Рассматривая в качестве простейшей системы линейную электрическую цепь с индуктивностью L , активным сопротивлением R , емкостью C и импедансом

$$Z = R + i(1/\omega C - \omega L/c^2), \quad (1)$$

приходим к необходимости расширения числа зарядовых пространств. Умножая (1) на $I/h\omega$, где I - ток, наряду с длиной волны $\lambda_q^L = hc/\Phi$ можно ввести величины $\lambda_q^C = h\omega^2 C/I_C$ и $\lambda_q^R = h\omega/RI_R$.

Физические следствия, к которым приводит введение зарядовых пространств $\{q, iI_0^k t\}$ ($k = 1, 2, 3$) с длинами волн λ_q^L , λ_q^C , λ_q^R и максимальными токами I_0^L , I_0^C , I_0^R , можно рассмотреть, полагая длину волны равной удвоенному заряду электрона. Тогда из выражения для λ_q^C получим с точностью до множителя $\sqrt{2\pi}$ плазменную частоту джозефсоновского перехода $\omega = (2eI_C/hC)^{1/2}$, где C - емкость перехода.

Величины λ_q^C и λ_q^R зависят от частоты и силы тока. Определим их таким образом, чтобы они зависели от одной переменной. Для этого в волновом уравнении

$$\partial^2 f/\partial q^2 - I_0^{-2} \partial^2 f/\partial t^2 = 0 \quad (2)$$

произведем замену $f = e^{i\omega t} \Psi(q)$ и положим $\omega^2/I_0^2 = 4\pi^2 I_C^2/h^2 \omega^4 C^2$. Умножим далее это выражение на ω^4/I_0^4 . Принимая во внимание, что $\omega^2/I_0^2 = 4\pi^2/\lambda_q^2$ и полагая $I_C = I_0$, $\lambda_q = e$, получим новую постоянную $C_0 = e^3/4\pi^2 h I_0$, имеющую смысл минимальной емкости. Если в качестве I_0 взять альфвеновский ток $I_0 = mc^3/e$, тогда

$$C_0 = e^4/4\pi^2 h mc^3 \quad (3)$$

В частности, для равномерно заряженного шара из (3) получаем минимальный размер $r_0 = 4,61 \cdot 10^{-17}$ см.

Введение λ_q^R приводит к интересным соотношениям, связанным со сверхпроводящими системами. Заменяя $\lambda_q^R = \hbar\omega/RI_R$ значением $\lambda_q^R = 2e$, а $RI_R = \varphi$, получим джозефсоновскую частоту $\omega_J = 2e\varphi/\hbar$, определяющую колебания в туннельных переходах при низких температурах. По аналогии с λ_q^C заменяем ω в определении λ_q^R , полагая $\omega^2/I_0^2 = 4\pi^2 R^2 I_R^2/\hbar^2 \omega^2$ и $\lambda_q^R = Ne$. Для больших токов в предельном случае $I_R = I_0$ получим дискретные значения сопротивления

$$R_N = 2\pi\hbar/N^2 e^2. \quad (4)$$

Можно предположить возможность реализации данного соотношения (4) в гранулированных сверхпроводниках, так как туннельное сопротивление перехода оценивается близкой формулой $1/R_N = E_a/e^2\omega_t$, где E_a — энергия расщепления уровней, ω_t — частота перескопов электронов с гранулы на гранулу.

В заключение отметим, что используемые зарядовые представления позволяют не только описывать экспериментальные данные и предсказывать новые квантовые эффекты, но и допускают дальнейшее расширение, которое может оказаться полезным при анализе явлений в сверхпроводниках и физике твердого тела.

ЛИТЕРАТУРА

1. Аверин Д. В., Лихарев К. К. ЖЭТФ, **90**, 733 (1986).
2. Staruszkiewicz A. Ann. Phys., **190**, 354 (1989).
3. Заикин А. Д., Панюков С. В. ЖЭТФ, **94**, 172 (1988).
4. Додонов В. В., Манько В. И., Манько О. В. Препринт ФИАН № 89, М., 1989.
5. Додонов В. В., Манько В. И., Манько О. В. Труды ФИАН, **191**, 185 (1989).
6. Богачек Э. Н. и др. ЖЭТФ, **97**, 603 (1990).
7. Белевцев Б. И. УФН, **160**, 77 (1990).

Поступила в редакцию 28 сентября 1990 года