20. Фундаментальная частота субатомного поля материи-пространства-времени и электрическое сопротивление

Анализируя процесс обмена на уровне надстройки, мы получили выражение для удельного сопротивления вида (см. формулу (11.5)):

$$\rho = \frac{1}{\varepsilon_0 \omega_0} = \frac{m_e}{\varepsilon_0 q_e}. \tag{20.1}$$

Параметры, входящие в формулу (20.1), относим к электрону. Временное волновое число субатомного уровня $\omega_0 = \omega_e = e / m_e$, связанное с параметрами электрона, проявляет себя повсюду. В частности оно определяет квант удельного сопротивления атомных пространств.

В самом деле, в сферическом поле H-атома плотность "электрического" тока, т.е. плотность тока массообмена j, определяется отношением:

$$j = \frac{\omega_e e}{4\pi r^2} = \varepsilon_0 \omega_e \frac{e}{4\pi \varepsilon_0 r^2} = \frac{1}{\rho_e} E. \tag{20.2}$$

Отсюда еще раз приходим к фундаментальному кванту удельного сопротивления

$$\rho_e = \frac{1}{\varepsilon_0 \omega_e} = \frac{m_e}{\varepsilon_0 e} = 5.349991157 \cdot 10^{-19} \mu_0 \cdot s. \tag{20.3}$$

Принимая во внимание объективные меры кулона и ома (см. формулы (11.16а), (11.29)) , а именно:

$$1C_o = \sqrt{4\pi\varepsilon_0} \cdot C_e = \frac{c_0 \eta_0}{10} g/s = 1.062736593 \cdot 10^{10} g/s, \tag{20.4}$$

$$1\Omega_o = \frac{1\Omega_e}{4\pi\varepsilon_0} = \frac{10^9}{4\pi\varepsilon_0 c_0^2} s/cm = 8.854187817 \cdot 10^{-14} \mu_0 s/cm, \tag{20.4a}$$

представим квант удельного электронного сопротивления мерами:

$$\rho_e = 6.042328514 \cdot 10^{-6}\, \Omega_o \cdot cm = 5.685628951 \cdot 10^{-3} m^3 \cdot C_o^{-1}. \tag{20.5}$$

Среднее удельное сопротивление ряда металлов при 273K сравнимо с фундаментальным электронным квантом (20.5).

Если ввести обозначения для относительных радиусов оболочек: $(kr)_n = z_{r,n}$, или волновых чисел, то скорость обмена в сферическом поле n-оболочки можно представить так:

$$\upsilon = \frac{\upsilon_1}{z^*_{r,n}}, \tag{20.6}$$

где $z^*_{r,n} = z_{r,n} / z_{r,1}$ - относительные волновые числа. В таком случае массовая скорость обмена принимает вид:

$$q = \frac{e}{z^*_{r,n}}, \tag{20.6a}$$

и

$$\rho_e = \frac{1}{\varepsilon_0 \omega_e} = \frac{m_e}{\varepsilon_0 e} z^*_{r,n}. \tag{20.7}$$

Для элементарного сферического поля

$$\hat{\upsilon} = \frac{\hat{\upsilon}_s}{kr} e^{i(\omega t \pm kr)}, \tag{20.8}$$

описываемого радиальной функцией порядка $r = 1/2$, волновое число $z^*_{r,n} = n$, и

$$\rho_e = \frac{1}{\varepsilon_0 \omega_e} = \frac{m_e}{\varepsilon_0 e} n, \text{ где } n = 1, 2, 3, \ldots \tag{20.9}$$

Формула (20.9) указывают, что значения удельных сопротивлений следует рассматривать как спектр удельных сопротивлений (табл.1).

Таблица 1. Спектр удельных сопротивлений некоторых металлических пространств [15]

n	Теория	Атом Пространства	Эксперимент, $0^{\circ}C$ ρ_0, $10^{-6}\Omega \cdot cm$
1	6.04	K Ni	6.1 6.14
2	12.08	Ta	12.4
3	18.13	V	18.2
4	24.16	As	26
5	30.21	Hf Sr	30 30.3
6	36.24	Ba	36
7	42.28	Ti Po	42 42
11	66.44	Pr	65.8
13	78.52	Tm	79
15	90.6	β-Mn Sm Hg	91 88 94.07
18	108.72	Bi Er	110.0 107
46	277.84	α-Mn	278

Фундаментальный квант удельного сопротивления определяет и кванты сопротивления.

Пусть элементарная длина $l = 2\pi r$, где r - некоторый волновой радиус, тогда в сферическом поле будем иметь:

$$R_e = \rho_e \frac{l}{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{m_e}{e} \cdot \frac{2\pi r}{4\pi r^2} = \frac{2\pi m_e}{e^2} \frac{er}{4\pi \varepsilon_0 r^2} = \frac{2\pi m_e \upsilon r}{e^2}. \tag{20.10}$$

Так как в таком поле $\upsilon r = \upsilon_0 r_0 = const$, то

$$R_e = \frac{2\pi m_e \upsilon_0 r_0}{e^2} = \frac{h}{e^2} = 2.285514295 \cdot 10^{-9} \mu_0 \cdot s / cm \tag{20.11}$$

или

$$R_e = \frac{h}{e^2} = 25812.80567\, \Omega_o . \tag{20.12}$$

Определим теперь квант сопротивления в цилиндрическом поле обмена. Пусть $r_n = r_1 z^*_{r,n}$ и $l = r_1 z^*_{r,n}$, тогда $S = \pi r_n^2$, при этом массовая скорость обмена будет определяться выражением $e = \pi r_s^2 \varepsilon_0 \upsilon_s$. Таким образом, получаем:

$$R_e = \rho_e \frac{l}{S} = \frac{1}{\varepsilon_0} \frac{m_e}{e^2} \cdot \frac{e}{\pi r_1^2} \frac{r_1}{z^*_{r,n}} = \frac{m_e}{e^2} \frac{e}{\pi \varepsilon_0 r_1^2} \frac{r_1}{z^*_{r,n}} = \frac{m_e \upsilon_1 r_1}{e^2} \frac{1}{z^*_{r,n}} = \frac{h}{e^2} \frac{1}{z^*_{r,n}} . \tag{20.13}$$

Для цилиндрической функции порядка $r = ½$ характеристический аргумент $z^*_{r,n} = n$, и простейший спектр сопротивлений представится выражением:

$$R_e = \frac{h}{e^2} \frac{1}{n} . \tag{20.14}$$

Как известно, в квантовом эффекте Холла наблюдается стабилизация сопротивления Холла при значениях, удовлетворяющих фундаментальному спектру сопротивлений (20.14).

В цилиндрическом поле поперечное сечение может представляться системой элементарных каналов сечением $S_n = n\pi r_0^2$ и $r_m = r_1 z^*_{r,m}$. В подобной ситуации

$$R_e = \frac{h}{e^2} \frac{z^*_{r,m}}{n} . \tag{20.15}$$

Если порядок цилиндрической функции $r = ½$, тогда $z^*_{r,m} = m$, и мы приходим к спектру фундаментальных сопротивлений:

$$R_e = \frac{h}{e^2} \frac{m}{n} . \tag{20.15a}$$

Этот спектр известен, как дробное квантованное сопротивление Холла.