

22. Дырки в квантовой теории в прямом и переносном смысле и действительный нуклонный ток в положительном эффекте Холла

Кванты удельного электронного сопротивления необходимо дополнить квантами удельного протонного сопротивления при волновом движении Н-единиц в волновом пространстве при наличии побочных узлов в атомных пространствах, которые связаны с главными и побочными экстремумами и нулями волновых потенциально-кинетических полей обмена и соответствующих им волновых параметров-функций [10-12]. В последующих параграфах-статьях будут изложены элементы теории потенциально-кинетических узлов, а пока мы их рассматриваем как естественные свойства всех волновых полей обмена и пространства-поля материи-пространства-времени.

Наличие побочных узлов вызывает появление Н-атомного ионного тока, который кратко именуем протонным или нуклонным или Н-атомным током. Это движение в современной физике неправильно интерпретируется как "дырочная" положительная проводимость. Такая интерпретация рождена метафизикой еще XIX в., когда ток рассматривался только как движение электронов, и поэтому в XX в. формальной логике ничего не оставалось делать, как в "лучших" традициях своих законов, объявить, что наряду с электронами появляются и дырки, или "пустые места" от электронов, которые тоже создают ток. "Пустое место" реального поля материи-пространства-времени означает только то, что в нем отсутствует дискретный элемент поля, и это не может быть "дыркой", как не может быть гравитационной "дыркой" потеря, например, Марсом одного из своих спутников.

Зная природу "электрического" заряда, легко понять, что дырки не могут обладать электронным зарядом противоположного знака. Это полнейший абсурд, если сознавать, что обмен пустым местом не создает никакого поля тока, и от этих дырок "великого прозрения" веет сказками изрядно нагружившихся рыболовов, а не серьезными научными и логическими доводами.

Надо отметить, что пальма первенства дырочных философий принадлежит не квантовой механике, а авангарду в искусстве начала XX в. Достаточно вспомнить черный квадрат Малевича, созданный им в шизофреническом состоянии. Черный квадрат означает для нормальных людей отсутствие картины, дырку на полотне, но ее рассматривают как "шедевр" абстрактного искусства и оценивают в сотни тысяч зелененьких, да еще объявляют "национальным достоянием". И за этой оценкой скрывается поддержка оболванивания людей идеологией разрушения Разума. Темные дыры есть не только в искусстве, ими начинают спекулировать в Космосе, туда же помещают и "кварковые" звезды, хотя на Земле с кварками провалились - одним словом, дырочно-кварковый зуд охватил многих интеллектуалов.

Однако оставим дырки для истории и запишем закон Ома в дифференциальной форме для нуклонного тока, т.е. тока Н-единиц:

$$j_p = \frac{E_p}{\rho_p} \quad \text{или} \quad I_p = \frac{E_p}{\rho_p} S. \quad (22.1)$$

Здесь индекс p отмечает параметры Н-единиц.

Опираясь на данное выражение, определим удельное протонное сопротивление. Так как нуклонная напряженность есть скорость движения, т.е. $E_p = v$, то $\rho_p = \frac{v}{I_p} S$, и, полагая элементарный квант тока $I_p = \omega e$, а сечение волновых трубок тока $S = \pi(\lambda_e z_{r,n})^2$, получим формулу спектра удельных нуклонных сопротивлений в виде:

$$\rho_p = \frac{v}{\omega e} \pi \hat{\lambda}_e^2 z_{r,n}^2. \quad (22.2)$$

Учитывая, что $\frac{v}{\omega} = r = \hat{\lambda}_e z_{r,n}$, имеем

$$\rho_p = \frac{\pi \hat{\lambda}_e^3 z_{r,n}^3}{e}. \quad (22.3)$$

Это выражение относится к колебательному уровню движения, т.е. к уровню надстройки.

На уровне базиса $v = c$ и $\omega = \omega_e$, поэтому удельное нуклонное сопротивление базиса ρ_{pc} имеет аналогичный вид:

$$\rho_{pc} = \frac{\pi \hat{\lambda}_e^3 z_{r,n}^3}{e}. \quad (22.4)$$

Если элементарный канал обмена определяется волновым радиусом $r = \hat{\lambda}_e$, тогда $z_{r,n} = 1$. В этом случае обмен происходит в волновой зоне, и квант удельного нуклонного сопротивления базиса и надстройки будет равен:

$$\rho_p = \frac{\pi \hat{\lambda}_e^3}{e} = \frac{\pi \hat{\lambda}_e^3}{\omega_e m_e} = 7.612634088 \cdot 10^{-15} \text{ cm}^3 \cdot \text{g}^{-1} \cdot \text{s} \quad (22.5)$$

или

$$\rho_p = 8.597777961 \cdot 10^{-4} \Omega_o \cdot m = 8.090221375 \cdot 10^{-11} \text{ m}^3 \cdot C_o^{-1}. \quad (22.5a)$$

Удельное нуклонное сопротивление (22.5) значительно больше удельного электронного сопротивления (20.1):

$$\rho_e = \frac{1}{\varepsilon_0 \omega_e} = \frac{m_e}{\varepsilon_0 e}. \quad (22.6)$$

Сравнивая кванты удельного протонного и электронного сопротивлений, получаем соотношение:

$$\rho_p = \frac{\pi \hat{\lambda}_e^3 \varepsilon_0}{m_e} \rho_e = \zeta \rho_e, \quad (22.7)$$

где коэффициент пропорциональности ζ имеет фундаментальное значение:

$$\zeta = \frac{\pi \hat{\lambda}_e^3 \varepsilon_0}{m_e} = 14229.24613. \quad (22.7a)$$

Экспериментальное разделение электронного и протонного токов является непростой задачей, однако она в определенной мере решается при введении элемента атомного пространства в магнитное поле, перпендикулярное току, которое известно как эффект Холла.

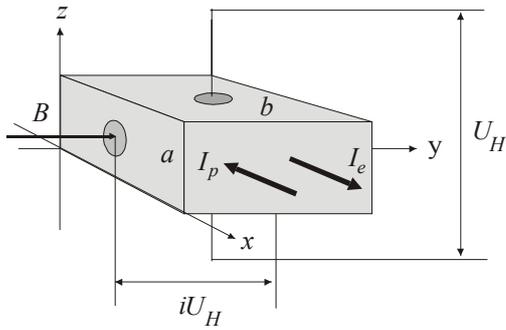


Рис.14 Напряжения и токи в эффекте Холла; U_H - поперечное потенциальное напряжение Холла, iU_H - поперечное кинетическое напряжение Холла, I_e - электронный ток, I_p - протонный ток, a и b - поперечные параметры пластинки.

Условие установившейся поперечной разности потенциалов U_H определяется равенствами для электронного и нуклонного токов:

$$eE_{ez} = \frac{v_{ex}}{c} eB, \quad eE_{pz} = \frac{v_{px}}{c} eB.$$

Полагая на полевом уровне $v_{ex} = E_{ex}$ и $v_{px} = E_{px}$, и выполняя преобразования

$$\Delta U_{ez} = E_{ez} a = \frac{E_{ex}}{c} Ba = \rho_e \frac{j_e}{c} B = \rho_e \frac{j_e ab}{cb} B = \rho_e \frac{I_e}{cb} B,$$

получаем для электронной разности потенциалов

$$\Delta U_{ez} = \rho_e \frac{\Gamma_e}{b} B. \quad (22.8)$$

Аналогично находим выражение для нуклонной разности потенциалов:

$$\Delta U_{pz} = \rho_p \frac{\Gamma_p}{b} B. \quad (22.8a)$$

Сумма данных напряжений определяет общее потенциальное (“электрическое”) напряжение Холла:

$$\Delta U_H = \rho_H \frac{\Gamma}{b} B, \quad (22.9)$$

где $\Gamma = \Gamma_e + \Gamma_p$ - суммарная магнитная циркуляция и $\rho_H = \frac{\rho_e \Gamma_e + \rho_p \Gamma_p}{\Gamma}$ - суммарное удельное электронно-нуклонное сопротивление, называемое коэффициентом Холла R_H . Обычно напряжение Холла представляют равенством

$$\Delta U_H = R_H \frac{I_m B_m}{b}, \quad (22.9a)$$

где индексами отмечены “ток” и индукция, рожденные магнитной системой единиц. Если $\rho_e \Gamma_e \ll \rho_p \Gamma_p$ и $\Gamma_e \ll \Gamma_p$, тогда

$$R_H \approx \rho. \quad (22.10)$$

Для ряда пространств металлов (табл.2) положительный коэффициент Холла или удельное протонное сопротивление в области средних температур незначительно отличается от кванта в волновой зоне, определяемого выражением (22.5а).

Таблица 2. Коэффициент Холла

Металл	T, K	$R_H, 10^{-11} m^3 C^{-1}$	
Ce	307-372	+8.0	[24]
Mn	297	+8.4	[25]
Nb	300	+8.7	[26]
Ta	300	+10	[27]
V	300	+7.9	[28]
Zr	200	+8.0	[29]

Если в основном ток носит нуклонный характер, связь между постоянной Холла и удельным нуклонным сопротивлением установить просто.

В самом деле, запишем очевидные равенства

$$I_p = \frac{E_p}{\rho_p} ab, \quad U_H = R_H \frac{I_p B}{ca} = R_H \frac{\Gamma_p B}{a}, \quad (22.11)$$

где

$$\Gamma_p = \frac{I_p}{c} \quad (22.11a)$$

- нуклонная циркуляция. Теперь проведем следующие преобразования:

$$U_H = R_H \frac{E_p B b}{c \rho_p} = R_H \frac{E_H b}{\rho_p}, \quad (22.12)$$

где $E_H = \frac{E_p}{c} B$ - скорость-напряженность Холла, связанная с кинетическим (“магнитным”) сопротивлением очевидным отношением:

$$iE_H = \frac{iU_H}{b} \quad (22.13)$$

Кинетическое, или “мнимое”, напряжение Холла, перпендикулярное потенциальному напряжению, позволяет записать равенство $iU_H = iE_H b$, поэтому имеем:

$$U_H = R_H \frac{E_p B b}{c \rho_p} = R_H \frac{E_H b}{\rho_p} = R_H \frac{U_H}{\rho_p}, \quad (22.14)$$

и еще раз получаем

$$R_H = \rho_p. \quad (22.14a)$$

На самом деле ток сложный волновой процесс, в котором между цилиндрическими поверхностями поля обмена имеет место волновое движение вдоль оси цилиндрического пространства обмена в противоположных направлениях, как электронов, так и Н-атомов.

Следует заметить, что в общем случае волновые противоположные потоки не симметричны, и поэтому не уравнивают друг друга, но эти вопросы выходят за рамки настоящего параграфа.

Литература

1. Л. Г. Лойцянский, Механика жидкости и газа, ГИТТЛ, М., 1957.
2. Н. И. Лобачевский, О началах геометрии, полное собр. соч., т.1, ГИТТЛ, М.-Л., 1946.
3. W. Prout, *Annals of Philosophy*, **6**, 321, 1815.
4. В. Праут, Об отношении между удельными весами тел в их газообразном состоянии и весами их атомов. - *Успехи химии*, 1940, вып.2-3, с. 288, или *Ann. Phil.*, **VII**, 111-113, 1816
5. Марио Льюцци, История физики, "Мир", М., 1970.
6. С. Ф. Маликов, Единицы электрических и магнитных величин, госэнергоиздат, М.-Л., 1960.
7. H. Göehr und E. Lange, *Zischr. für Elektrochemie*, 1951.
8. H. Wallot, *Grössengleichungen, Einheiten und Dimensionen*, Leipzig, 1957.
9. Л. Г. Крейдик, Метрология и унификация единиц измерения, сб. Респуб. конф. "Проблемы педагогики высшей школы", Минск, 1974.
10. L.G. Kreidik, G. P. Shpenkov, *Alternative Picture of the World*, Geo.S., V.1-3, Bydgoszcz, 1996.
11. L. G. Kreidik, G. P. Shpenkov, *Foundations of Physics*, 13.644 collected Papers, Geo.S., Bydgoszcz-Minsk, 1998.
12. L. G. Kreidik, G. P. Shpenkov, *Atomic Structure of Matter-Space*, Geo.S., Bydgoszcz-Minsk, 2001.
13. М. Планк, Введение в теоретическую физику. В 3-х ч., ГТТИ, М., 1932; ч. I: Общая механика, § 28.
14. А. Зоммерфельд, *Электродинамика*. ИЛ, М., 1958.
15. А. П. Бабичев, Н. А. Бабушкина, А. М. Братковский и др., *Физические величины, справочник*, Энергоиздат, М., 1991.
16. C.W. Richardson, *Phys. Rev.* **26**, 248 (1908).
17. A. Einstein, W. J. De Haas, *Verch. Deutsch. Phys. Ges.* **17**, 152 (1915).
18. A. Einstein, *Verch. Deutsch. Phys. Ges.* **18**, 173 (1916).
19. G. G. Scott, *Phys. Rev.* **82**, 542 (1951).
20. S. J. Barnett, *Phys. Rev.* **6**, 171, 239 (1915).
21. S. J. Barnett, *Phys. Rev.* **104**, 7 (1917).
22. S. J. Barnett, *Rev. Mod. Phys.* **7**, 129 (1937) [см. перевод: УФН, 18, 392 (1937)].
23. Я. В. Татаринев, *Лекции по классической динамике*, изд. Мосуниверситета, 1984, с.32.
24. И. Г. Факидов, *Докл. АН СССР*, 1948, Т. 63, с.123-125 .
25. S. Foner, *Phys. Rev.*, 1957, **107**, P.1513-1516.
26. T. G. Berlincourt, *Phys. Rev.*, 1959, **114**, P. 969-977.
27. E. Krautz, H. Schultz, *Z. Augewdte Phys.*, 1963, **15**, P. 247-248.
28. Е. Б. Амитин, Ю. А. Ковалевская, Ю. З. Ковря, *Физика тв. тела*, 1967, Т.9, С. 905- 908.
29. Д. Н. Волков, Т. М. Козлова, В. Н. Прудников, Е.О. Козис, *ЖЭТФ*, 1968, Т.55, № 6, С. 2103-2107.