

СОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ  
И АСТРОНОМИИ И ОТДЕЛЕНИЯ ЯДЕРНОЙ ФИЗИКИ  
АКАДЕМИИ НАУК СССР  
(22—23 июня 1983 г.)**

22 и 23 июня 1983 г. в Физическом институте им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась совместная научная сессия Отделения общей физики и астрономии и Отделения ядерной физики АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

*22 июня*

1. Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос. Современное состояние теории прыжковой электропроводности.

2. А. С. Каминский, В. А. Карасюк, Я. Е. Покровский. Многочастичные экситон-примесные комплексы в полупроводниках.

*23 июня*

3. В. А. Рубаков. Структура вакуума в калибровочных теориях и монополярный катализ распада протона.

4. В. И. Гольданский. О двухпротонной радиоактивности.

Краткие содержания докладов публикуются ниже.

537.311.33(048)

**Б. И. Шкловский, А. Л. Эфрос.** Современное состояние теории прыжковой электропроводности. Прыжковая электропроводность была экспериментально обнаружена в полупроводниках еще в 40-х годах. Она характеризуется чрезвычайно малыми значениями подвижности и резкой, экспоненциальной зависимостью от концентрации примесей и температуры. Ее механизм состоит в туннельных перескоках электронов из одного примесного состояния в другое, сопровождаемых излучением или поглощением фононов. В настоящее время установлено, что прыжковая электропроводность является общим свойством систем с локализованными электронными состояниями. В 1960 г. Миллер и Абрахамс показали, что теория этого явления сводится к вычислению эффективной электропроводности случайной сетки сопротивлений. Между каждой парой примесей ( $i, j$ ) включено сопротивление

$$R_{ij} = R_{ij}^{(0)} e^{\xi_{ij}}, \quad \xi_{ij} = \frac{2r_{ij}}{a} + \frac{\varepsilon_{ij}}{kT}, \quad (1)$$

где  $R_{ij}^{(0)}$  — предэкспоненциальный множитель,  $r_{ij}$  — расстояние между примесями  $i$  и  $j$ ,  $\varepsilon_{ij}$  — энергия фонона, требуемого для осуществления электронного перехода,  $a$  — радиус примесного состояния. Первый член в показателе экспоненты описывает туннелирование, а второй — активацию. Характерной чертой задачи является огромный разброс сопротивлений  $R_{ij}$  по их величине. Как правило, значения  $\xi_{ij}$  оказываются порядка 10—30 и от пары к паре изменяются в несколько раз, так что  $R_{ij}$  изменяются на много порядков.

Метод вычисления эффективной электропроводности случайной сетки сопротивлений был предложен почти одновременно Шкловским и Эфросом<sup>1</sup>, Амбегаокаром, Гальперином и Ланжером<sup>2</sup> и Поллаком<sup>3</sup>. Он основан на теории протекания и состоит в следующем. Назовем примеси, для которых  $\xi_{ij}$  меньше некоторого значения  $\xi$ , свя-

занными и будем увеличивать  $\xi$  до тех пор, пока не окажется, что связанные примеси образуют бесконечный кластер. Если это произошло при  $\xi = \xi_c$ , то эффективная электропроводность  $\sigma \sim \exp(-\xi_c)$ . Этот метод позволяет точно описать экспоненциальную зависимость электропроводности от температуры, концентрации примесей, давления, магнитного поля и т. д. Теория протекания позволяет также найти и предэкспоненциальный множитель. Для этого потребовалось развить представления о топологии бесконечного кластера вблизи порога протекания<sup>4</sup>, близкие по духу к теории фазовых переходов второго рода.

Особый интерес представляет температурная зависимость электропроводности. Если типичные значения активационного члена в формуле (1) для  $\xi_{ij}$  малы по сравнению с туннельным членом (но не по сравнению с единицей), то температурная зависимость может быть изучена в рамках развитой нами<sup>4</sup> теории возмущений, позволяющей находить поправки к порогу протекания за счет малых вариаций условия связности. В этом случае  $\sigma \sim \exp(-\varepsilon/kT)$ , где  $\varepsilon$  — энергия активации. При понижении температуры активационный член приводит к тому, что электрон прыгает не на ближайшую примесь, а на более удаленную, но с участием фонона с меньшей энергией. В этом режиме длина прыжка монотонно возрастает с понижением температуры, а энергии примесных состояний, принимающих участие в переносе заряда, приближаются к уровню Ферми. Мотт показал, что при достаточно низких температурах

$$\sigma \sim \exp \left[ - \left( \frac{T_0}{T} \right)^{1/4} \right], \quad T_0 = \frac{21}{kg_0 a^3}. \quad (2)$$

Вывод закона Мотта основан на предположении о том, что плотность состояний  $g_0$  на уровне Ферми отлична от нуля.

Эфрос и Шкловский<sup>4</sup> показали, что благодаря электрон-электронному взаимодействию плотность состояний на уровне Ферми обращается в нуль по универсальному закону

$$g(\varepsilon) = \frac{3}{\pi} \frac{\kappa^3 \varepsilon^2}{e^6}, \quad (3)$$

где  $\kappa$  — диэлектрическая проницаемость. Вид плотности состояний в окрестности уровня Ферми не зависит от характера взаимодействия на малых расстояниях и от затравочной плотности состояний  $g_0$ . Это явление было названо «кулоновской щелью» в плотности состояний. Оно тщательно образом изучалось с помощью моделирования на ЭВМ как у нас, так и за рубежом. Результаты моделирования подтверждают наличие кулоновской щели<sup>5</sup>. Щель была обнаружена также с помощью туннельных экспериментов<sup>6</sup>. Плотность состояний (3) приводит к тому, что вместо закона Мотта (2) выполняется закон

$$\sigma \sim \exp \left[ - \left( \frac{T_1}{T} \right)^{1/2} \right], \quad T_1 = \frac{2,8e^2}{\kappa \pi a}. \quad (4)$$

Экспериментальные данные показывают, что в легированных полупроводниках наблюдается именно такой закон<sup>7</sup>. Он же имеет место и в некоторых двумерных системах и в гранулярных металлах.

Как правило, закон (4) наблюдается в окрестности перехода металл — диэлектрик, где радиус состояния  $a$  и диэлектрическая проницаемость  $\kappa$  аномально велики, так как обращаются в бесконечность при приближении к точке перехода. В соответствии с (4)  $T_1$  обращается при этом в нуль. Изучив критическое поведение  $T_1$ , и электропроводности на металлической стороне перехода удалось исследовать критические индексы величин  $\kappa$  и  $a$ <sup>7</sup>.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. — ЖЭТФ, 1971, т. 50 с. 67.
2. Ambegaokar V., Halperin B. I., Langer J. S. — Phys. Rev. Ser. B, 1971, v. 4, p. 2612.
3. Pollak M. — J. Non-Cryst. Sol., 1972, v. II, p. 1.
4. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. — Электронные свойства легированных полупроводников. — М.: Наука, 1979.
5. Шкловский Б. И., Эфрос А. Л. — ФТП, 1980, т. 14, с. 825.
6. Hertel G., Bishop D. J., Spencer E. G., Rowell J. M., Dynes R. C. — Phys. Rev. Lett., 1983, v. 50, p. 743.
7. Забродский А. Г. — Письма в ЖЭТФ, 1981, т. 33, с. 258.  
Забродский А. Г., Зиновьева К. Н. — Ibid., 1983, т. 37, с. 369.