

О МЕХАНИЗМЕ ТУННЕЛИРОВАНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ СКВОЗЬ СОЗДАВАЕМЫЙ ИМИ БАРЬЕР ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА В МЕЖЭЛЕКТРОДНОМ ЗАЗОРЕ ВАКУУМНОГО ДИОДА

А. В. Булыга

Институт физики твердого тела и полупроводников НАНБ, П. Бровки, 17, Минск, 220072, Беларусь

Обсуждается проблема вероятностного и электродинамического описания процесса туннелирования электронов сквозь создаваемый ими барьер пространственного заряда в межэлектродном зазоре вакуумного диода для поиска адекватной ему физической модели барьера. Отдается предпочтение электродинамическому описанию этого процесса и свойственной ему дискретной модели барьера пространственного заряда, которая позволяет специфицировать процессы туннелирования сквозь плоскопараллельные зазоры диода и сквозь зазоры вида игла-плоскость. Уточняются детали аналитического описания туннелирования электронов сквозь дискретные барьеры с учетом эффекта несжимаемости электронного газа в металлических элементах диода в рамках обобщенного нерелятивистского уравнения Шредингера. Обсуждаются практические следствия учета дискретности барьеров и несжимаемости электронного газа в металлах для расширения экспериментальных возможностей туннельной микроскопии, в частности, при изучении электронной эмиссии композитных материалов.

Настоящее сообщение является логическим продолжением работы автора [1], направленной на формулировку обобщенного уравнения Шредингера, в котором уточнялось определение потенциальной энергии пространственного заряда вакуумного диода, и доложенной на Третьем белорусском семинаре по сканирующей зондовой микроскопии. Однако в этой работе не в полной мере использовались результаты ключевых исследований по сканирующей туннельной микроскопии [2, 3], а также современные представления о более широкой области использования туннельных явлений не только в прикладных областях квантовой механики, но и для изучения, например, неаррениусовских химических реакций в химической физике с учетом макроскопических для квантовой механики процессов межмолекулярных колебаний [4]. Кроме того, при выборе методологии исследования и обосновании физической модели для описания туннелирования, адекватной механизму этого процесса, в [1] не было явного использования концепции единства авто-, термо- и вторично-электронной эмиссии, наиболее последовательно обоснованной в [5]. Можно лишь добавить, что к такому единству подхода естественно присоединить и фотоэлектронную эмиссию, механизм которой практически не отличается от механизма вторично-электронной эмиссии. И, наконец, но не в последнюю очередь, в работе [1] недостаточно полно использованы цитируемые в ней результаты собственных исследований. Прежде всего это касается одной из работ автора [6], в которой эффект несжимаемости электронного газа в металлах, по-видимому, впервые был использован для объяснения генерации межэлектродной разности потенциалов в работающем как термоэлектронный преобразователь энергии вакуумном диоде с одинаковыми по работе выхода электродами.

Итак, цель настоящего сообщения состоит в выборе методологии изучения процесса туннелирования с обоснованием адекватной этому процессу физической модели при максимально возможном использовании уже известных результатов исследования, прямо или косвенно касающихся изучения механизма туннелирования электронов сквозь создаваемые ими барьеры в межэлектродных зазорах вакуумных диодов. Для реализации этой цели, по существу направленной на обоснование принципиальной возможности и некоторых преимуществ причинного динамического описания этого процесса, который позволил бы наметить пути практической реализации этой возможности. В данном случае, однако, речь не идет о давно утративших популярность попыток использовать классическую механику для описания квантовых явлений с возвратом к лапласовскому детерминизму, полностью отрицающему конструктивность вероятностных методов описания. Тем более, что в настоя-

щее время существуют альтернативные классическим механике и статистической физике теории, которым не характерны классические ограничения их применимости. К таким теориям относится, например, статистическая теория многих частиц А. А. Власова, основанная на сформулированном им законе сохранения для функции распределения $f(r, v, w, \omega, \dots, \tau)$ неразличимых между собой частиц [7, 8],

$$\partial f / \partial \tau + \operatorname{div}_r v f + \operatorname{div}_v w f + \operatorname{div}_w \omega f + \dots = 0, \quad (1)$$

где $\tau, r, v, w, \omega \dots$ – соответственно время, координата, скорость, ускорения частиц первого, второго... и более высоких порядков.

Особенность теории многих частиц Власова по сравнению с классической механикой и статистической физикой, основанных на введении в теорию параметрах τ, r, v , необходимых для описания движения *макроскопических* материальных объектов, заключается во введении в качестве необходимых при описании движения *микроскопических* материальных объектов *дополнительных* параметров w, ω, \dots . Степень радикальности идеи Власова очевидна, и было бы излишним это подчеркивать или как-то характеризовать. Что касается практического использования его теории, то оно не требует определения всего бесконечного числа членов ряда (1). Поэтому в зависимости от решения конкретной задачи и условий протекания изучаемого процесса бесконечный ряд обрывается с удержанием конечного числа его членов, в последний из которых вносятся поправки, компенсирующие влияние отброшенных членов ряда [7, 8]. Например, удержание первых двух членов ряда дает основу для формулировки и решения задач гидродинамики, если дрейфовую скорость потока определить экспериментально или из других независимых источников. Удержание первых трех членов ряда (1) может привести к формулировке уравнений типа кинетического уравнения Больцмана, если удастся оценить в них интегралы столкновений. Однако это оказывается возможным лишь в грубом приближении для системы электронов или других заряженных частиц с кулоновским потенциалом взаимодействия. В подобных случаях приходится пользоваться независимым экспериментом или принципиально новой теорией.

Использование именно теории Власова [7, 8] в сочетании с моделью несжимаемости электронного газа в металлах позволило автору в работах [9] определить отличную от нуля оптимальную ширину межэлектродного зазора вакуумного диода, работающего в режиме преобразователя энергии, при которой его межэлектродная разность потенциалов достигает максимума - вопреки выводу классического закона «трех вторых». Результаты этих работ, основанных на электродинамической модели туннелирования, стали основой для разработки оригинального прибора [10], с использованием вакуумного диода с плоскопараллельными электродами и узким межэлектродным зазором, способным реализовать отбор тока насыщения термоэлектронной эмиссии с поверхности его катода без источника внешнего электрического поля. В экспериментальных работах, цитируемых в [1] по термоэлектронной эмиссии с использованием прибора [10] с катодами, изготовленными из поли- и монокристаллического вольфрама, гексаборида лантана и псевдосплава на их основе, зафиксирована практически полная нечувствительность плотности тока эмиссии J от изменений ширины межэлектродного зазора s в пределах от нуля до 10 мкм. Эти результаты не согласуются с данными работ [2, 3] о зависимости

$$R(s) \propto \exp(A\Phi^{1/2}s), \quad A = (4\pi/h)^{1/2}, \quad (2)$$

сопротивления «туннеля» $R(s)$ от ширины зазора s между иглой и плоскостью при автоэлектронной эмиссии, где m - масса электрона в барьере между такими электродами.

Для объяснения очевидного расхождения результатов собственного «электродинамического» эксперимента [10] по термоэлектронной эмиссии и оценочных данных [2, 3], основанных на классической «вероятностной» формуле (2) по автоэлектронной эмиссии, по-видимому, нет оснований апеллировать к нередко бытующим представлениям об исключительной особенности *полевой*- автоэлектронной эмиссии по сравнению с другими видами электронной эмиссии. На подобные представления скорее могла повлиять многозначность английского слова *through*, позволяющего его интерпретировать и как *сквозь* и как *через*. В результате при интерпретации механизма туннелирования электронов при автоэлектронной эмиссии более удобной оказалась первая трактовка этого слова, а при термоэлектронной эмиссии чаще отдается предпочтение модели, в соответствии с которой электроны каким то непостижимым образом преодолевают этот барьер, но уже не *сквозь*, а *через него*. Тем самым изначальное представление о структурной сложности барьера пространственного заряда, сложившееся при изучении автоэлектронной эмиссии подменяется бесструктурным препятствием,

которое можно преодолеть лишь «перепрыгнув» через него.

Непоследовательных подобных представлений оказалась одним из стимулов опубликования автором двух работ [6], основанных на представлениях об электронах как находящихся в обычном трехмерном пространстве материальных частицах, обладающих кулоновским потенциалом взаимодействия. Находясь в глубокой потенциальной яме металлических электродов вакуумного диода и соединительных электрических проводов, свободные электроны проводимости образуют, как и во всех электропроводных твердых телах, плотный электронный газ, обладающий свойством несжимаемой жидкости, благодаря достаточно высоким и широким для них потенциальным барьерам на границах твердого тела с вакуумом. Эмитированные под действием не зависящих от природы внешних сил электроны проводимости создают в межэлектродном зазоре барьер пространственного заряда, структура и физические свойства которого ничего общего не имеют с представлением в духе классической механики бесструктурного непроницаемого «забора». Между тем, сама структура потенциального барьера, состоящего из покинувших катод электронов, зависит в основном от физических свойств электронов и, в частности, от потенциала их взаимодействия, непосредственно не связанного с «историей» попадания электронов в межэлектродный зазор диода. Поэтому определяющим физическим свойством потенциального барьера пространственного заряда несомненно являются дальние электрон-электронные взаимодействия, которые приводят к электродинамической неустойчивости такого барьера независимо от плотности в нем числа электронов. Однако при обычно низкой средней поверхностной плотности числа взаимодействующих электронов (на 8–12 порядков отличающихся от поверхностной плотности несжимаемого электронного газа в металлах) прозрачность такого барьера может оказаться почти полной, если ширина его невелика, например, не превышающая 10–30 мкм.

В отличие от процесса туннелирования электронов при автоэлектронной эмиссии в диоде с острым единичным катодом, плотность тока эмиссии в котором не определяется и может достигать неопределенно больших значений, в плоскопараллельном диоде плотность тока относится к площади всей поверхности катода, обычно обладающей ничем не устранимыми дефектами даже в сверхвысоком вакууме с предварительной полировкой эмитирующей поверхности. Именно поэтому в плоскопараллельном диоде, в котором дефектность структуры поверхности катода приводит лишь к ограниченному числу не взаимодействующих между собой эмиссионных активных центров и к их пространственной неравномерности с возможным разбросом точечной эмиссии во времени, интегральный результат такого статистически независимого взаимодействия может оцениваться вероятностными методами классической или квантовой статистики. Однако по мере повышения плотности тока эмиссии вплоть до $0,1 \text{ A/cm}^2$ и выше поверхностная плотность эмиссионных центров может оказаться величиной, при которой электроразрядные микроканалы будут активно взаимодействовать между собой и могут быть описаны в рамках новой теории, например [7, 8], способной учитывать коллективные взаимодействия. Таким образом, основной причиной расхождения результатов оценки влияния ширины межэлектродного зазора между вакуумного диода на механизм туннелирования сквозь него электронов при автоэлектронной эмиссии с катода в виде иглы и в диоде с плоскопараллельными электродами, очевидно, является единичность «туннеля» в первом случае и их множественность во втором.

Приведенные выше представления о механизме процесса туннелирования электронов сквозь барьер пространственного заряда и о его дискретной структуре, выраженное в [1] обобщенным нерелятивистским уравнением Шредингера, по-видимому, нуждается в дальнейшем уточнении. В частности, представленное в [1] выражение (5) для потенциальной энергии в виде $U(x) = U^*(x, \tau) = U_0(x) + V(\tau)$ может быть при более детальном анализе уточнено с учетом, по крайней мере первых производных от $U_0(x)$ по координате и от $V(\tau)$ по времени. Фактически речь идет о поиске возможностей формулировки обобщенного нерелятивистского уравнения Шредингера, которое, оставаясь линейным, могло быть эквивалентным учету четвертого члена в законе сохранения (1) Власова. Это приведет к повышению «электродинамической» детерминированности описания процесса туннелирования электронов в обычном трехмерном пространстве и обоснованность отказа от вероятностной интерпретации волновой функции $\Psi(x, \tau)$ в уравнении Шредингера.

Практическое использование полученных экспериментальных данных по термоэлектронной эмиссии в вакуумном диоде с плоскопараллельными электродами и их электродинамическая интерпретация, очевидно, может пойти по пути радикального сокращения площади активной эмиссионной поверхности катода, но не доводить ее до размеров характерных для иглы. Это могло бы расширить экспериментальные возможности зондовой микроскопии для ее использования при изучении эмис-

сионных свойств так называемых «пятнистых» катодов. Тем более, что аномально высокая эффективность таких катодов, изготавливаемых, например, из композиционных материалов, при неизвестном пока механизме для объяснения причин их эффективности и для управления эмиссионными свойствами таких материалов. По-видимому, это может открыть новую область применимости туннельной микроскопии, вытекающей из ее потенциальных возможностей исследования более тонких свойств поверхности.

Автор благодарит Белорусский республиканский фонд фундаментальных исследований за финансовую поддержку при проведении этой работы (грант Ф99-Р068) и за предоставленную возможность изучения электронной эмиссии композиционных материалов.

Литература

1. Булыга А.В. / Третий белорусский семинар по сканирующей зондовой микроскопии. Сборник докладов. Гродно – 1998, с. 36-40.
2. Binning G., Rohrer H., Gerber Ch., and Weibel E. // Applied Physics Letters, 1982, vol. 40, № 2, p. 178-180.
3. Binning G., Rohrer H., Gerber Ch., and Weibel E. // Physical Review Letters, 1982, vol. 41, № 1, p. 57-61.
4. Гольданский В.И., Трахтенберг Л.И., Флёров В.Н. Туннельные явления в химической физике. М.: Наука, 1986. – 296 с.
5. Модинос А. Авто-, термо- и вторично-электронная эмиссионная спектроскопия. М.: Наука, 1990. – 320 с.
6. Булыга А.В.// Доклады Академии наук БССР, 1983, т. 27, № 6, с. 509-512, № 9, с. 813-816.
7. Власов А.А. Теория многих частиц. М.-Л.: ГИТТЛ, 1950-348 с.
8. Власов А.А. Статистические функции распределения. М.: Наука, 1966.- 356 с.
9. Булыга А.В.// Известия Академии наук БССР, Сер. ф.-м.н., 1976, № 4, с. 121-127 и 1978, № 2, с. 52-56.
10. Булыга А.В., Капустин Н.Ф., Солонович В.К.// Электронная техника, Сер. 6, Материалы, 1983, вып. 12(185), с. 63-67. (А.с. № 1314877 от 01.02.1987 г., -устройство. А.с. № 1319748 от 22.02.1989 г. – способ. А.с. № 1549395 от 8.10.1989 г. способ).

Summary

The problem of probability and electrodynamic description of electron tunneling through a created of its charge-space barrier in a gap between electrodes of vacuum diode is discussed for the search of adequate for its physical model of the barrier. The electrodynamic description of a tunneling and peculiar to its of discrete model of charge-space barrier is more preferable because this model allows to specify of the tunneling processes through the diode gaps between of the plane-parallel electrodes and between the electrodes of a form "tip-plate". The details of analytic description of electron tunneling through the discrete barriers with the taking into account of the incompressibility effect of electron gas in the electrodes of a diode and its electric loads is specified in the frames of generalized non-relativistic Shredinger's equation. The practical corollaries of the taking into account of discrete structure of the barriers when the tunneling process and incompressibility effect of electron gas in the metals are discussed for the expansion of the experimental possibilities scanning tunnel microscopy, in particular, when studying of electron emission of composition materials.