1965 г. Май *Том 86, вып. 1*

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.124

ТОНКОПЛЕНОЧНЫЕ ЭЛЕКТРОННЫЕ ИНТЕРФЕРОМЕТРЫ

В 1963 г. была указана принципиальная возможность осуществления слоистых тонкопленочных интерферометров для электронов [1, 2] — приборов, в которых волны де-Бройля интерферируют так же, как свет в эталоне Фабри — Перо или в интерференционных фильтрах. Одновременно появилось первое краткое сообщение о наблюдении интерференции электронов в простейшем тонкопленочном интерферометре [3]. Из теоретического рассмотрения [4] стало ясно, что эти эффекты представляют большой физический

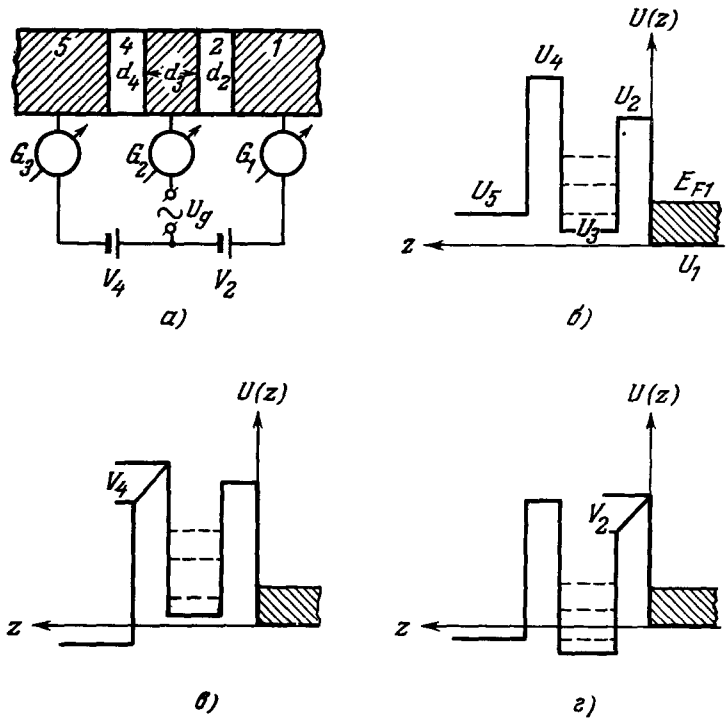

Рис. 1.

и прикладной интерес. Физический интерес связан с тем, что исследование интерференционных электронных резонансов в тонких пленках даст сведения об электронных свойствах кристаллов вдали от поверхности Ферми. Практический интерес обусловлен перспективой создания нового класса тонкопленочных электронных приборов: резонансных туннельных диодов, триодов, тетродов и т. д. Исследование тонких пленок развивается очень быстро, и изготовление тонкопленочных электронных интерферометров уже сейчас является вполне реальной экспериментальной задачей.

На рис. 1, *а* изображен предложенный в работах [1, 2, 4] электронный аналог интерферометра Фабри — Перо — тонкопленочный резонансный туннельный триод. Он

состоит из эмиттерного проводящего кристалла *1*, металлического коллектора *5* и двух диэлектрических барьеров *2* и *4*, между которыми заключен тонкий проводящий резонатор *3*. На рис. 1, *б—г* показана потенциальная энергия электрона и ее изменение в зависимости от напряжения на барьерах. Эмиттер *1* служит резервуаром электронов, откуда они туннелируют в коллектор *5* сквозь систему барьеров *2* и *4*. При этом внутри тонкого резонатора *3*, который является важнейшим элементом прибора, происходит интерференция туннелирующих электронов: для частиц с определенной энергией устанавливается интенсивная стоячая волна де-Бройля. В результате происходит резонансное туннелирование — эффект Рамзауэра — и система из двух одинаковых барьеров *2* и *4* при отсутствии рассеяния оказывается полностью прозрачной для резонансных электронов.

Попробуем предсказать ожидаемую вольт-амперную характеристику туннельного тока j_{15}, протекающего из *1* в *5*. Допустим, что в резонаторе *3* электроны заполняют лишь 1-й уровень (см. рис. 1, *б*), а 2-й и последующие лежат выше границы Ферми. При включении напряжения V_2 (рис. 1, *г*) уровни в резонаторе *3* опускаются на величину eV_2 по отношению к уровню Ферми E_{F1} в эмиттере. Пусть электронный газ в эмиттере вырожден, т. е. эмиттер является металлом. Как только незаселенный 2-й уровень резонатора, опускаясь, коснется уровня Ферми E_{F1}, электроны начнут резонансным образом туннелировать из *1* в *5*, используя 2-й уровень для временного пребывания в резонаторе. Это приведет к резкому возрастанию туннельного тока j_{15}. При дальнейшем увеличении напряжения V_2 резонансный ток j_{15} вскоре начнет экспоненциально убывать, так как с опусканием 2-го уровня ниже уровня E_{F1} увеличивается эффективная высота барьера *2* для резонансных электронов. Однако ток j_{15} снова резко возрастет, как только 3-й уровень резонатора опустится до уровня E_{F1} и примет участие в резонансном туннелировании и т. д. Таким образом, с изменением V_2 ток j_{15} будет осциллировать (рис. 2).

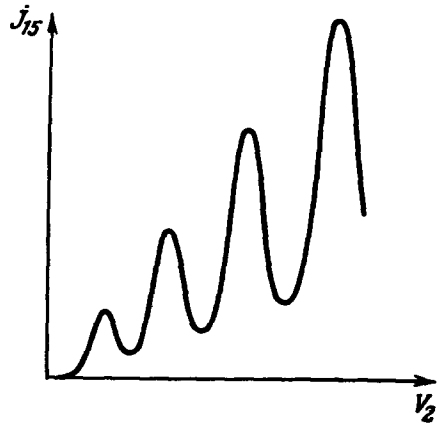

Рис. 2.

Расстояние между пиками на вольт-амперной характеристике непосредственно дает положение уровней в резонаторе, позволяющее установить закон дисперсии, т. е. зависимость энергии электрона от импульса. Подавая на резонатор *3* туннельного триода переменное напряжение U_g (см. рис. 1, *а*), можно управлять резонансным током j_{15}, подобно тому как в вакуумном триоде управляют анодным током с помощью сеточного напряжения.

Существуют условия, при которых интерференционные резонансы проявляются наиболее остро. Эти условия предъявляют ряд требований к длине волны де-Бройля электронов проводимости, длинам свободного пробега электронов и характеру их отражения от границ резонатора.

Длина волны де-Бройля электронов проводимости в резонаторе должна быть сравнима с толщиной резонатора d_3. Дело в том, что из эмиттера к резонатору идут электроны с различными энергиями и углами падения. Поэтому, как и в широкополосных оптических интерференционных фильтрах, чтобы не смазать интерференционную картину, следует использовать резонанс на самых низких собственных частотах резонатора, а не на высоких обертонах, как это делается в оптическом эталоне Фабри — Перо.

Минимальная толщина хороших пленок $d_3 \sim 100$ Å. Длина волны де-Бройля электронов проводимости $\lambda = 12{,}3\ \text{Å}/\sqrt{E_{F1}m^*/m}$. В нормальных металлах, где $m^*/m \sim 1$ и $E_{F1} \sim 4$ *эв*, получим $\lambda \sim 5$ Å, т. е. $\lambda \ll d_3$, что неблагоприятно для наблюдения интерференции. В металлах с малыми эффективными массами и концентрациями электронов, где $m^*/m \sim 0{,}1$ и $E_{F1} \sim 0{,}1$ *эв*, получим $\lambda \sim 100$ Å, т. е. резонансные эффекты в тонких пленках должны хорошо проявляться. В полуметаллах типа Bi, где $E_{F1} \sim 0{,}01$ *эв* и $m^*/m \sim 0{,}01$, получим $\lambda \sim 10^3$ Å; поэтому можно ожидать, что резонансные эффекты будут проявляться уже при $d_3 \sim 10^3$ Å.

Требование к длинам свободного пробега обусловлено тем, что необходимая для резонансного туннелирования интенсивная стоячая волна может возникнуть в резонаторе лишь в том случае, если электрон способен многократно пройти без рассеяния поперек резонатора, испытывая на его границах зеркальное отражение. Поэтому поперечная длина свободного пробега электрона в резонаторе должна быть много больше толщины резонатора: $\Lambda_\perp \gg d_3$, а степень диффузности отражения от границ резонатора

должна быть мала: $\varrho \ll 1$. Электрон, проникший резонансным путем из эмиттера в резонатор, во время пребывания на резонансном уровне может испытать рассеяние и перейти на более низкий уровень в резонаторе. Такой электрон, как правило, уже не принимает участия в создании сквозного тока j_{15}; он стекает вдоль по резонатору и возвращается в эмиттер, давая вклад в ток рассеяния j_{13}. Этот ток течет из эмиттера в резонатор и является аналогом сеточного тока в вакуумном триоде. Резонансный триод будет эффективен лишь при условии малости тока j_{13}.

Влияние рассеяния можно характеризовать эффективным числом пробегов $N_{эфф}$ поперек резонатора, которое успевает сделать электрон, прежде чем он испытает рассеяние и перейдет на более низкий уровень. Роль рассеяния мала, если за $N_{эфф}$ соударений с барьером *4* электрон в среднем сможет проникнуть сквозь барьер и уйти в коллектор, т. е. если $N_{эфф}D_4 \gg 1$ (здесь $D_4 \sim \exp(-\sqrt{2m_4^* |E - U_4|}\, d_4/\hbar)$ — индивидуальная прозрачность барьера *4*). Общее число электронов, туннелирующих из *1* в *3*, мало зависит от рассеяния в резонаторе, так как рассеяние уменьшает величину резонансного максимума, но компенсирует это уширением резонансной полосы. Рассеяние, однако, целиком определяет дальнейшую судьбу электронов. Если $N_{эфф}D_4 \gg 1$, электроны туннелируют повторно сквозь барьер *4* и принимают участие в создании сквозного тока j_{15}; если $N_{эфф}D_4 \ll 1$, то электроны в резонаторе рассеиваются и дают вклад в ток рассеяния j_{13}. В общем случае $j_{15}/j_{13} \sim N_{эфф}D_4$.

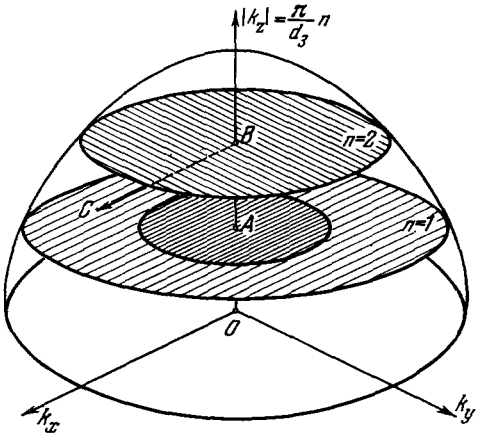

Рис. 3.

Диэлектрические пленки *2* и *4*, выполняющие роль барьеров, должны быть достаточно тонкими (~ 50 Å), иначе вероятность туннелирования будет слишком мала. Необходимо также, чтобы рассеяние электронов внутри барьеров было достаточно малым.

Электрические свойства предельно тонких металлических и полупроводниковых пленок, исследованию которых последние годы посвящено значительное число работ[5–10], существенно отличаются от свойств массивных образцов. Оказывается, что некоторые специфические особенности поведения электронного газа в тонкой резонаторной пленке *3* благоприятны для резонансного туннелирования. Поперечное движение электрона в пленке описывается стоячей волной де-Бройля с узлами на поверхностях пленки: $\lambda_n = 2d_3/n$ ($n = 1, 2, 3, \ldots$); в результате этого квантуется поперечный импульс и поперечная энергия: $|p_\perp| = 2\pi\hbar/\lambda_n = \pi\hbar n/d_3$, $E_\perp = p_\perp^2/2m^* = 0{,}0038 \times (m/m^*)(100\ \text{Å}/d_3)^2 n^2$ *эв*. Продольная энергия $E_{||} = p_{||}^2/2m^*$ не квантуется. Вследствие квантования существенно изменяется распределение электронов в тонкой пленке по импульсам, которое изображено на рис. 3, где $|k_z| = |p_\perp|/\hbar$ — величина поперечной составляющей волнового вектора электрона, k_x и k_y — продольные компоненты волнового вектора. Электронные состояния располагаются в слоях; каждому слою соответствует определенный поперечный импульс и энергия. По мере увеличения электронной концентрации n_0 увеличивается число заполненных слоев, причем заполнение каждого слоя начинается от оси $|k_z|$. Так, например, заполнение второго слоя начнется с точки B при условии, что продольная энергия электронов в первом слое достигнет величины $E_{||} = 3\pi^2\hbar^2/2m^* d_3^2$, равной разности поперечных энергий второго и первого слоев.

Если воспользоваться квазиклассическим представлением и считать, что каждому электронному состоянию в слое соответствует ячейка фазового пространства с объемом $(2\pi\hbar)^2$, получим, что электроны заселяют лишь нижний слой, а второй и следующие слои незаселены, если $n_0 \leqslant 3\pi/2d_3^3$. При $d_3 = 100$ Å это дает $n_0 < 5 \cdot 10^{18}$ *см*$^{-3}$, что соответствует электронной концентрации в металлах типа Bi.

Состояние, изображаемое точкой B на рис. 3, описывает электрон на втором уровне, движущийся перпендикулярно к пленке; при этом $p_\perp = 2\pi\hbar/d_3$, $E_\perp = 2\pi^2\hbar^2/m^* d_3^2$. Испытав упругое рассеяние, этот электрон может перейти из точки B в точку C, где $p_\perp = \pi\hbar/d_3$, $E_\perp = \pi^2\hbar^2/2m^* d_3^2$, $E_{||} = 3\pi^2\hbar^2/2m^* d_3^2$, $p_{||} = \sqrt{3}\pi\hbar/d_3$.

Это соответствует рассеянию на угол $\vartheta = 60°$. Упругое рассеяние на меньшие углы невозможно, так как при этом не могут одновременно быть выполнены законы сохранения энергии и импульса.

В результате этого в тонкой пленке оказываются подавленными все механизмы рассеяния на малые углы, которые в массивном образце играют существенную роль. Это, в частности, должно резко уменьшить степень диффузности при отражении электрона от стенок пленки. Известно [11], что если средняя высота шероховатостей Δz мала в сравнении с ее средней протяженностью Δx, т. е. шероховатости пологие ($4\pi\Delta z \ll \Delta x$), то диффузность обусловлена рассеянием на малые углы.

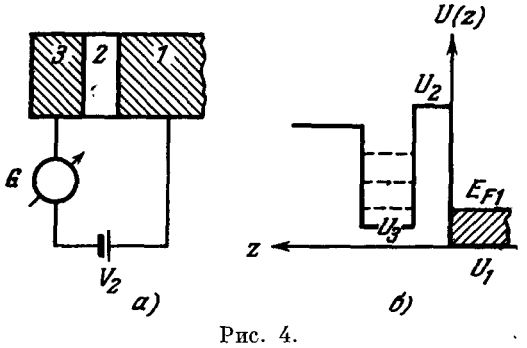

Рис. 4.

В пленке для электронов на втором уровне коэффициент диффузности вследствие подавления рассеяния на малые углы уменьшается по сравнению с коэффициентом диффузности одиночной поверхности по порядку величины в $\exp(\sqrt{3}\Delta x/8\pi\Delta z)^2 \gg 1$ раз. Это благоприятствует резонансным туннельным эффектам.

Температурная зависимость $\Lambda_\perp$, обусловленная рассеянием на акустических фононах, при низких температурах также должна сильно измениться. При температуре $T_0 = \sqrt{3}\pi\hbar v_l/k\, d_3$ (v_l — скорость продольного звука, k — постоянная Больцмана) средний импульс фонона kT_0/v_l становится равен передаче продольного импульса $p_{\parallel} = \sqrt{3}\pi\hbar/d_3$ при переходе со второго на первый уровень в пленке. При дальнейшем понижении температуры число фононов, способных вызвать рассеяние, убывает как $\exp(-T_0/T)$, что должно привести к экспоненциальному возрастанию $\Lambda_\perp$.

Полагая $v_l \sim 10^5$ *см/сек*, $d_3 = 100$ Å, получим $T_0 \sim 10°$ К.

Помимо рассмотренного выше триода, предложены и другие типы электронных интерферометров: резонансный туннельный диод и тетрод.

Резонансный туннельный диод (рис. 4) состоит из эмиттера *1*, барьера *2* и резонатора *3*. Электроны из эмиттера резонансным образом туннелируют в резонатор и далее, рассеиваясь, стекают через гальванометр в резонатор, создавая ток рассеяния j_{13}. Вольт-амперная характеристика тока рассеяния j_{13} аналогична характеристике,

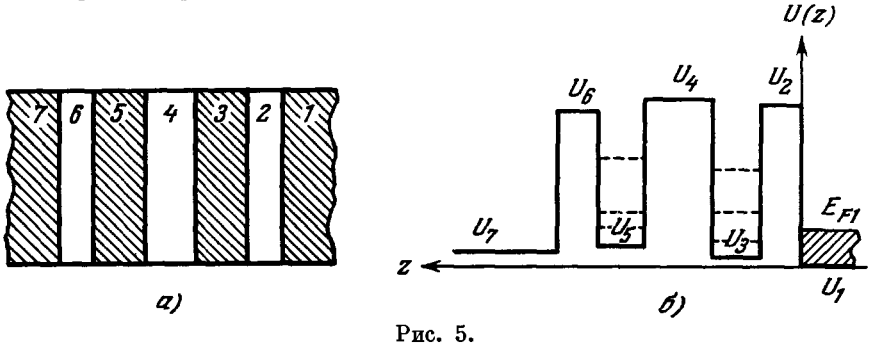

Рис. 5.

изображенной на рис. 2. Характеристику такого вида наблюдал Кирк [3] в системе Al — Al_2O_3 — Al при толщине пленки Al $\sim$ 100 Å. Отметим, что Al отнюдь не является наилучшим объектом для наблюдения интерференции электронов, так как длина волны де-Бройля электронов проводимости в Al слишком мала.

Резонансный туннельный тетрод (рис. 5), который еще не реализован, состоит из эмиттера *1*, двух резонаторов *3* и *5*, коллектора *7* и трех барьеров *2*, *4*, *6*. Для полной резонансной прозрачности системы необходимо, чтобы средний барьер *4* был эквивалентен сумме двух крайних барьеров и чтобы резонансные уровни в обоих резонаторах совпадали. Прикладывая к барьеру *4* переменное напряжение V_4, можно смещать уровни в резонаторе *5* относительно уровней в резонаторе *3* и тем самым управлять резонансным током. Преимущество тетрода по сравнению с триодом состоит в том, что тетрод позволяет управлять резонансным током и в том случае, если электронный газ в эмиттере невырожден. Наоборот, в триоде (см. рис. 1) управление током возможно лишь в том случае, если распределение электронов в эмиттере является фермиевским.

Л. В. Иогансен

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Иогансен, ЖЭТФ **45**, 207 (1963).
2. R. H. Davis, H. H. Hosack, J. Appl. Phys. **34**, 864 (1963).
3. C. T. Kirk, Solid State Res. Mass. Inst. Technol., No. 1, 55, 62 (1963).
4. Л. В. Иогансен, ЖЭТФ **47**, 270 (1964).
5. E. C. Crittenden, R. W. Hoffman, J. Phys. et Radium **17**, 220 (1956).
6. И. М. Лифшиц, А. М. Косевич, Изв. АН СССР, сер. физ. **19**, 395 (1955).
7. Б. В. Сандомирский, Радиотехника и электроника **7**, 1971 (1962).
8. Б. В. Сандомирский, ЖЭТФ **43**, 2309 (1962).
9. Б. А. Тавгер, В. Я. Демиховский, ФТТ **5**, 644 (1963).
10. В. Я. Демиховский, Б. А. Тавгер, ФТТ **6**, 960 (1964).
11. Дж. Займан, Электроны и фононы, М., ИЛ, 1962.