

## **Эксперименты, поставленные с целью выявления принципиальных отличий дифракции и интерференции волн и электронов**

Демьянов В.В.

*Морская государственная академия им.  
адмирала Ф.Ф.Ушакова, Новороссийск  
e-mail: demjanov@nsma.ru*

Принято считать, что дифракционные картины от электромагнитных волн (ЭМВ) и электронов подобны. Я выполнил серию экспериментов, направленных на то, чтобы показать, что периодичность полос дифракционной картины электронов определяется периодичностью расположения рассеивающих центров дифракционной решётки в комбинации с предполагаемым характером пространственной структуры системы периодических пространственно-концентрических оболочек упругости. Я начал с экспериментов дифракции ЭМВ и электронов на резкой границе непрозрачной полуплоскости. Эта простая рассеивающая структура позволила мне обнаружить различие между переизлучательным механизмом волновой интерференции ЭМВ и рикошетным рассеянием электронов на границе полуплоскости. Затем я провёл опыты рассеяния на более сложных объектах, проходя шаг за шагом от единичной границы до пары границ (одна щель) и затем до четырёх границ (две щели). Таким образом я добился успеха в интерпретации двухщелевой дифракции (4 резких границы) в терминах рассеяния на одиночной границе.

В пользу упруго-корпускулярного механизма рассеяния электронов говорят следующие выполненные мной эксперименты. Смещение одной полуплоскости щели вдоль направления электронного потока на полдлины волны практически не влияет на картину рассеяния электронов, в то время как интерференционная картина ЭМВ в аналогичном случае изменяется от "позитивной" на негативную. Напротив, нагревание щелей размывает и уширяет картину рассеяния электронов, но практически не влияет на аналогичное воздействие на ЭМВ.

Я достиг успеха так же в наблюдениях траекторий рассеянных электронов. Обустроив края щелей полупроводниковыми датчиками, я зарегистрировал акт прохождения электрона через щель, измеряя одновременно более слабый сигнал на другой щели. Техника такого наблюдения факта пролёта электрона через щель показала, что "интерференционная" картина при этом не разрушается. Закрывая одну щель прозрачной для ЭМВ диэлектрической заглушкой, я обнаружил, что дифракционная картина под этой щелью исчезает, в то время как дифракционная картина под открытой щелью остаётся такой же, какой была при двух открытых щелях. Этот опыт указывает на то, что электрон интерферирует со своей электромагнитной частью, проходящей через закрытую прозрачным диэлектриком щель.

### **1. Цель исследования**

Со времён экспериментов Томсона [1] и Дэвиссона и Джермера [2] установилось общее убеждение, что частицы во многих отношениях дифрагируют так же, как электромагнитные волны (ЭМВ). Свойства волн включают, наряду с другими, переизлучение рассеивающими центрами и интерференцию. Особенными же чертами для частиц является отскок от рассеивающих центров и движение вдоль траекторий. Интерференционная картина волн обычно выглядит как серия боковых интерференционных полос. Похожую форму имеет распределение электронов после их рассеяния на кристаллической решётке.

Возникает вопрос, в какой степени периодичность рассеяния электронов может определяться периодичностью структуры рассеивающего кристалла. Чтобы проверить это предположение, я выполнил эксперименты по рассеянию ЭМВ и электронов на простых конфигурациях (на примитивных дифракционных решётках). Кроме того, я оборудовал рассеивающие границы детекторами, которые позволили мне определить координаты электронов на щелях, не разрушая их дальнейшего равномерного движения. Полученные данные показывают, что похожесть между поведением электронов и волн несколько преувеличено. Целью работы является выяснение масштабов этого преувеличения.

### **2. Дифракция-переизлучение электромагнитных волн и неволновой механизм рассеяния электронов на полуплоскости (на одной резкой прямолинейной границе)**

Я заподозрил, что причиной похожести картин рассеяния электронов и ЭМВ является сложность конфигурации рассеивателей, которые использовали в опытах на электронах Дж. Томсон и К. Дэвиссон & Л. Джермер; а позже – и другие авторы. Чтобы избавиться от артефактов сложной периодичности рассеивателя, я решил сравнить дифракционную картину от ЭМВ с ана-

логичной картиной рассеяния электронов, получаемых на самом "простом" унитарном рассеивателе. Таковым является резкая граница непрозрачной полуплоскости (см. рис.1). Дифракционная картина рассеяния ЭМВ хорошо изучена теоретически и экспериментально. Её главные черты представлены на рис.1, взятом из [4].

Все уникальные отличительные черты рассеяния ЭМВ (рис.1) и электронов (рис.2) сохраняются в опыте неискажёнными потому, что получаются от единичной резкой рассеивающей границы. Картину рассеяния первичного потока ЭМВ определяет симметрия углового спектра переизлучения света линейной границей: влево от границы, в зону "света", и вправо, в зону тени, под полуплоскостью (рис.1). В случае ЭМВ и опыт, и теория указывают, что первичный поток, например,  $E_y$ -поляризованных ЭМВ, возбуждает всю  $Y$ -границу полуплоскости  $\Sigma_1$  как светящуюся нить. Эффект свечения "нити" наблюдается на ЭМВ под полуплоскостью в интервале толщин границы  $0 < \Delta h < 5\lambda$ . В результате свет переизлучается из фазовых центров границы в форме углового спектра вторичных ЭМВ цилиндрической симметрии на частоте первичного источника света [3].

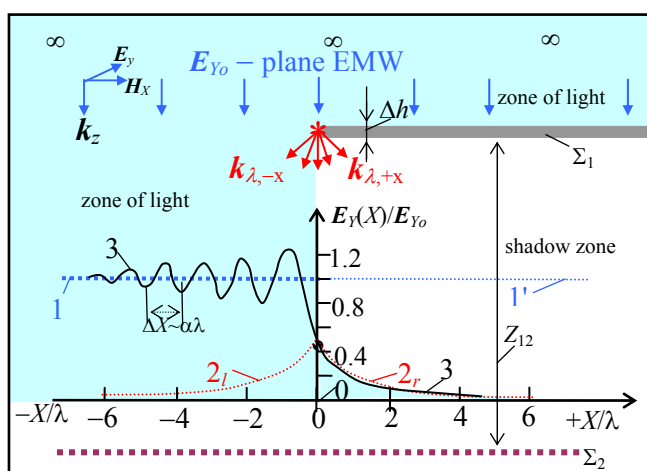


Рис.1. Дифракция (согласно [4]) нормально падающей электромагнитной волны (ЭМВ) на идеально проводящую полуплоскость  $\Sigma_1$  с "нулевой" толщиной ( $\Delta h \rightarrow 0$ ). (при  $Z_{12} = 3\lambda$ ). Расстояние от  $\Sigma_1$  до фиксирующего экрана  $\Sigma_2$  равно  $Z_{12} = 3\lambda$ . Рассеивающая граница параллельна  $Y$ -оси, которая перпендикулярна плоскости рисунка.

Область  $+X/\lambda$  – зона тени под полуплоскостью, где нет прямой ЭМВ,  $|E_{y0}| = 0$ , и присутствует только правая часть распределения ( $2_r$ ) дифрагированной (переизлучённой) границей ЭМВ. Область  $-X/\lambda$  – не укрытая экраном  $\Sigma_1$  зона света, где интерференционная сумма (3) состоит из первичного потока ЭМВ (1) и переизлучённого ( $2_l$ ) потока света, дифрагированного границей.

Правая картина (по рис.1 гипербола  $2_p$ ) переизлучённых ЭМВ засвечивает зону тени под полуплоскостью без интерференции, т.к. здесь присутствует только переизлучение от границы. Левая часть переизлучения (гипербола  $2_l$ ) складывается с основным первичным потоком света, интерферирует с ним и даёт кривую 3. Интерференционные максимумы и минимумы повторяются, в принципе, неограниченное число раз через отрезки  $\Delta X$ , кратные длине волны  $\lambda$  ЭМВ. По мере удаления от рассеивающей границы амплитуда интерференционных максимумов и минимумов гиперболически уменьшается как  $\sim 1/r$  до тех пор, пока они не утонут в шумах прибора и станут ненаблюдаемыми.

Засветку зоны тени (распределение  $2_p$ ) правой частью углового спектра излучения ЭМВ границей называют дифракцией или огибанием препятствия первичным потоком. В зоне тени интенсивность переизлучённых границей ЭМВ так же снижается с удалением от границы монотонно по закону  $\sim 1/r$  (кривая  $2_p$ ). В действительности, это не огибание препятствия первичным потоком, а совершенно новое излучение в ходе сложного **двухстадийного волнового** процесса, в котором вторичное излучение от границы не является продолжением первичного. Фазовые центры этого нового источника расположены не на бесконечности (как у первичной плоской волны), а жёстко привязаны к границе полуплоскости. Это радикально отличает его от процессов рассеяния частиц. Я экспериментально доказываю это на примере рассеяния электронов [3] (см. ниже).

Экспериментальные исследования рассеяния электронного потока на резкой границе непрозрачной для электронов полуплоскости показали, что, во-первых, отсутствует угловое симметричное разделение электронного потока на части ("влево" и "вправо") от границы. Электроны рассеиваются только в зону "света" (влево на рис.2), а вправо под полуплоскость рассеяния практически нет. Во-вторых, при всех исследованных мной энергиях электронов первичного потока ( $0,2 \div 100$  эВ) самая интенсивная боковая полоса (рис.2, кривая 2<sub>л</sub>) от рассеянных электронов оказывается самой удалённой. Её удалённость обратно пропорциональна энергии электронов. Дальше этого максимума (т.е. под большими углами) электроны границей не рассеиваются. Таким образом, в картине рассеяния электронов отсутствует характерный для дифракции ЭМВ на полуплоскости бесконечный спектр боковых полос с гиперболически уменьшающейся контрастностью.

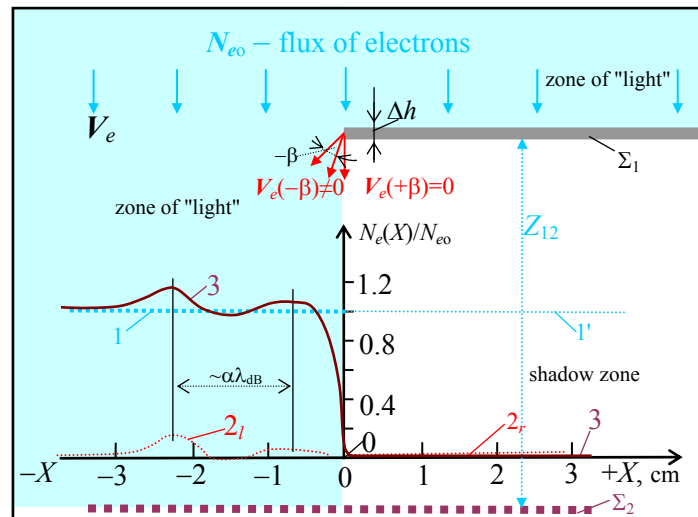


Fig.2. Рикошетное рассеяние (согласно [5]) в зону "света" электронного потока резкой границей ( $\Delta h \sim 4\lambda_{dB}$ ) непрозрачной полуплоскости  $\Sigma_1$ . Расстояние  $Z_{12}$   $\Sigma_1$  и визуализирующим экраном  $\Sigma_2$  было около 1 м. Распределение электронов (3) показывает отсутствие огибания электронами границы в зону тени. Расстояние между максимумами пропорционально длине волны де Бройля,  $\sim \alpha \lambda_{dB}$ . Область  $+X$  от границы под полуплоскостью в зоне тени экранирована от прямого потока; в этой области отсутствуют рассеянные электроны от границы (кривая 2<sub>л</sub>). В области  $-X$  от границы в зоне "света" формируется из прямого потока (1) и рассеянного границей потока (2<sub>л</sub>) электронов суммарная кривую (3) не интерференционного типа.

Я наблюдал это по молчанию всех датчиков, находящихся дальше этого бокового максимума, фиксирующих, что к первичному потоку  $N_{e0}=1.0$  ничего не добавляется. В-третьих, как показали тонкие наблюдения, более слабые максимумы при рассеянии электронов на границе полуплоскости есть (рис.4), но они все имеют тенденцию располагаться ближе к центру основного максимума зоны "света". Их интенсивность падает тоже в обратном направлении (т.е. по мере приближения их к точке под рассеивающей границей). Расстояние между максимумами оказывается кратным длине волны де Бройля  $\sim \alpha \lambda_B$ , где  $\alpha(Z_{12})$  – коэффициент кратности экспериментальной установки.

Это наблюдение можно интерпретировать в терминах рикошетного механизма рассеяния электронов как частиц со сложным внутренним устройством. Электроны рассеиваются так, как будто они состоят из концентрических зон упругости, отстоящих друг от друга на расстоянии, кратном длине волны де Бройля ( $\lambda_B$ ). Трудно понять открытое мной явление в рамках действующих в физике точечных представлений частицы без предположения о существовании окружающих её концентрических поясов упругости.

Особенно ярко волновая сущность дифракции света в сравнении с корпускулярной моделью рикошетного рассеяния электронов проявляется при сравнении наклонного (под некоторым углом  $\beta_0 \neq 0$ ) падения потоков света и электронов на полуплоскость (рис.3 и рис.4). Из рис.3 видно, что угловая бифуркация первичного потока света на границе полуплоскости жёстко привязана к фазовым центрам переизлучения света границей и не изменяется при всех  $\beta_0 \neq 0$ .

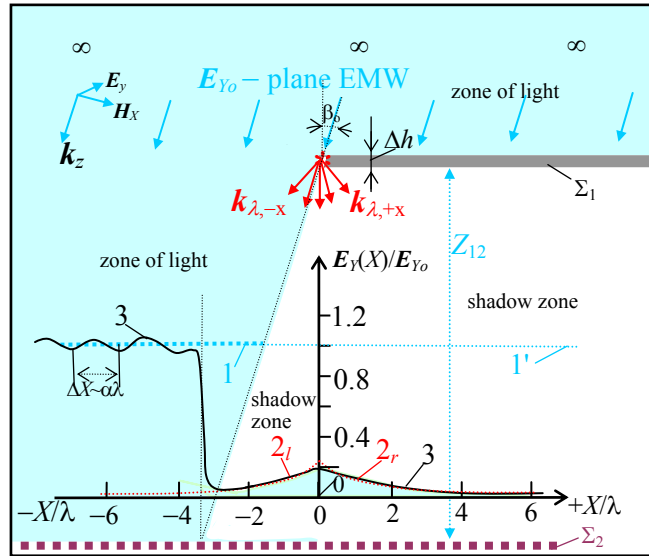


Fig.3. Дифракция (согласно [5]) наклонного (под углом  $\beta_0 \sim 35^\circ$ ) падающей (под углом  $\beta_0 \sim 35^\circ$ ) электромагнитной волны (ЭМВ,  $\lambda \sim 1$  cm) на высоко-проводящую (медь) полуплоскость. Резкая рассеивающая граница ( $\Delta h \sim 0.05\lambda$ ) была параллельна Y-оси, которая перпендикулярна плоскости рисунка. Расстояние до детектирующего экрана  $Z_{12} = 5\lambda$ . Картина иллюстрирует, что распределения  $2_l$  и  $2_r$  привязаны к нормали ( $X=0$ ) под дифрагирующей (переизлучающей) границей при любых  $\beta_0$ . Область  $X/\lambda > -3.5$  – зона тени под полуплоскостью, где нет прямой ЭМВ,  $|E_{y0}|=0$  и присутствует только часть левого ( $2_l$ ) и всё правое ( $2_r$ ) распределения рассеянной границей ЭМВ. Область  $X/\lambda < -3.5\lambda$  – не укрытая экраном  $\Sigma_1$  зона "света", в которой интерференционная сумма (3) составлена из падающей ЭМВ  $E_{y0}$  (1) и удалённой части распределения  $2_l$  дифрагированной от границы ЭМВ.

Иная картина наблюдается на электронах. Из рис.4 следует, что при  $\beta_0 \neq 0$  рикошетное рассеяние электронов сохраняется только влево, а вправо рассеяния нет. Отсутствие явления ре-эмиссии электронов от границы исключает привязку картины их рассеяния к нормали под границей.

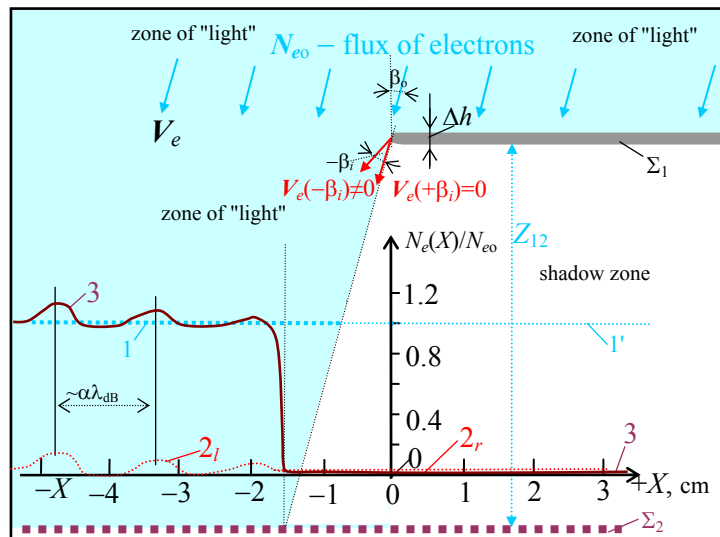


Рис.4. Рикошетное рассеяние (согласно [5]) в зону "света" наклонно падающего (под углом  $\beta_0 \sim 1^\circ$ ) электронного потока на резкую ( $\Delta h \sim 4\lambda_{dB}$ ) границу непрозрачной полуплоскости. Расстояние от рассеивающих объектов до регистрирующего экрана было  $Z_{12} \sim 100$  cm. Распределение фиксирует отсутствие огибания электронами барьера в зону тени (где регистрируется нулевой уровень  $2_r$  потока).

Область  $X > -1.5$  cm – shadow zone под полуплоскостью, в которой наблюдается полное отсутствие электронов.  
 Область  $X < -1.5$  cm – zone of "light", в которой аддитивно (не интерференционно) суммируются первичный (1) и рассеянный (2) потоки электронов (см. кривую 3).

При наклонном падении ЭМВ и электронов наблюдается ещё два обратных процесса. На ЭМВ увеличение угла падения  $\beta_0$  уменьшает число наблюдаемых дифракционных максимумов в зоне света за счёт расширения области неинтерферирующего вторичного излучения света под полуплоскостью (рис.3). На электронах, напротив, увеличение угла падения потока на полуплоскость увеличивает число наблюдаемых дифракционных максимумов в зоне света (рис.4), хотя область тени тоже расширяется. Такое поведение электронов несёт в себе черты, характерные рикошетному рассеянию многооболочечных микрообъектов с уменьшающимся модулем упругости оболочек, повторяющихся вдоль радиуса от ядра электрона к периферии.

### 3. Сравнение поведения ЭМВ и электронов при рассеянии на волново-эквивалентных препятствиях

Для того, чтобы выяснить ведут ли себя электроны как волны при рассеянии на резких границах, я выполнил эксперимент по дифракции ЭМВ (рис.1) при гомотетичной конфигурации рассеивателя на электронах (по схеме рис.2). Показанное на рис.1 распределение было получено в ближней зоне рассеяния при  $Z_{12}=3\lambda$ . Кривая 2 на рис.5 соответствует распределению интенсивности ЭМВ, измеренной в дальней зоне рассеяния при  $Z_{12}=3000\lambda$ . По этой причине на ЭМВ осцилляции распределения в зоне света сливаются в толщине горизонтальной линии (2). Используемая на рис.5 логарифмическая шкала по оси ординат аналогично сливает в толщине горизонтальной линии (3) слабую неравномерность распределения электронов в зоне "света".

Рис.5 объединяет картины рассеяния ЭМВ и электронов при гомотетичной конфигурации рассеивателя. На нём показано, что при волново-эквивалентном радиусе скругления границы рассеяния (при толщинах границ полуплоскостей  $\Delta h_{\text{ЭМВ}} \sim 3\lambda$  и  $\Delta h_e \sim 3\lambda_{\text{дВ}}$ ) рассеяние электронов в зону тени практически отсутствует, в то время, как дифракционное переизлучение ЭМВ заметно.

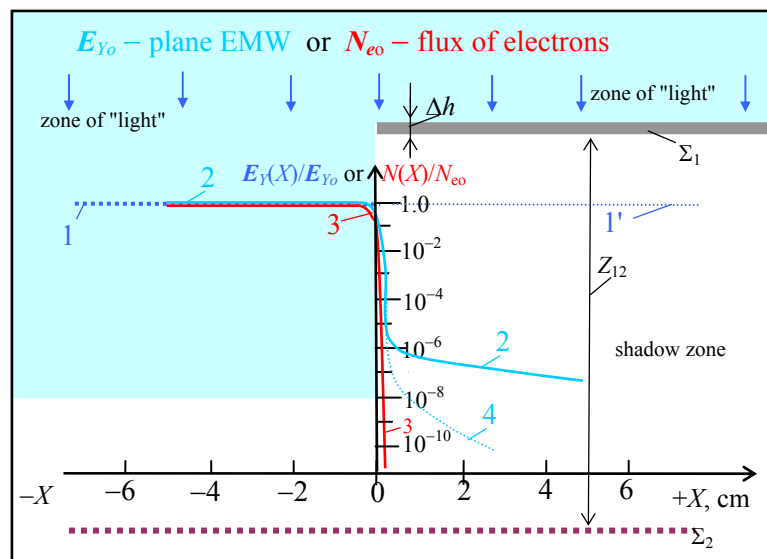


Рис.5. Сравнительные распределения в теневой зоне при рассеянии ЭМВ (кривая 2) и электронов (кривая 3) на волново-эквивалентной границе полуплоскости. Для ЭМВ:  $\Delta h \sim 3\lambda$  и  $Z_{12} \sim 3000\lambda$ . Для электронов:  $\Delta h \sim 3\lambda_{\text{дВ}}$  и  $Z_{12} \sim 3000\lambda_{\text{дВ}}$ . 1 – исходное распределение интенсивности потоков в отсутствие полуплоскости. Кривая 4 – то же, что и кривая 2, но при укрывании рассеивающей границы поглощающим ЭМВ материалом.

Из-за того, что имеется многочисленные переизлучения ЭМВ реальной экспериментальной установки (практически всегда конечной) я предпринял специальные шаги по экранировке паразитных каналов проникновения ЭМВ помимо рассеивающей границы полуплоскости. В противном случае запись кривой (2) была бы невозможна. В случае электронов, которые ведут себя как "микроскопические пули", эти "меры предосторожности"

были излишними. Эффективность экранирования на ЭМВ иллюстрируется кривой (4), полученной после укрытия рассеивающей границы поглощающим ЭМВ материалом.

Приведённые на рис.5 картины рассеяния свидетельствуют о совершенно различных механизмах рассеяния ЭМВ и электронов на вполне волново-эквивалентных объектах.

#### 4. Дифракция электромагнитных волн и неволновой механизм рассеяния электронов на щели (на двух резких прямолинейных границах)

Картины рассеяния электронов на щели имеют по одному боковому пику с каждой стороны от основного максимума. В контрасте с дифракцией ЭМВ на щели в картинах от электронов за дальними пределами этих двух боковых максимумов не обнаруживается никаких "интерференционных" следов [5]. Именно в опыте по схеме рис.5 я впервые понял, что "левый" лепесток рассеяния электронов формирует правая граница щели, а "правый" лепесток формируется благодаря их рикошету от левой границы щели. Эта догадка была перепроверена в чистом виде в описанных выше опытах (рис.2 и 4) рассеяния электронов одной границей непрозрачной полуплоскости. Только после этого прояснилась картина происходящих рикошетных процессов рассеяния электронов на щели.

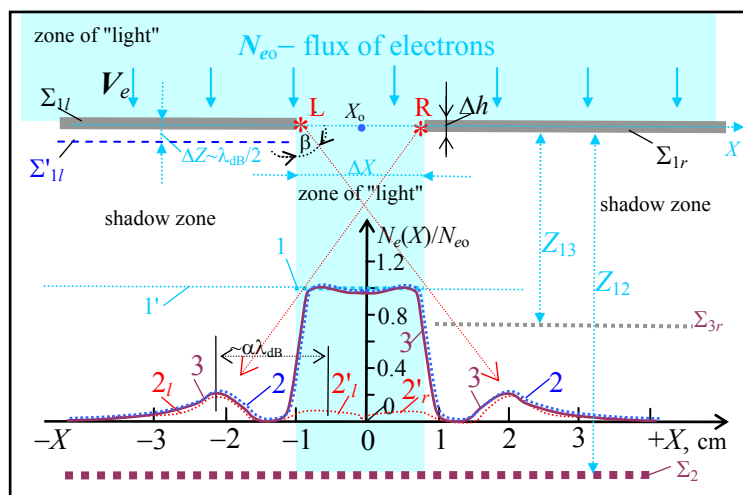


Рис.6. Рикошетное рассеяние (согласно [5]) нормально падающего на  $\Sigma_1$  потока электронов на непрозрачную плоскость ( $\Delta h \sim 5\lambda_{dB}$ ) со щелью шириной  $\Delta X \sim 3\lambda_{dB}$  (где  $\lambda_{dB}$  – длина волны де Бройля). (1) – интенсивность первичного потока электронов; (2<sub>r</sub>) и (2'<sub>r</sub>) правые лепестки рассеяния; они формируются соответственно левой (L) границей щели; (2<sub>l</sub>) и (2'<sub>l</sub>) – левые лепестки рассеяния; они формируются соответственно правой (R) границей щели. (2) – "дифракционная" картина рассеяния электронов на щели, формируемая полуплоскостями  $\Sigma'_{1l}$  и  $\Sigma_{1r}$  (при  $\Delta Z=0$ ). (3) – "дифракционная" картина рассеяния электронов на щели, формируемая полуплоскостями  $\Sigma'_{1l}$  и  $\Sigma_{1r}$ , сдвинутыми на  $\Delta Z \sim \lambda_{dB}/2$  по оси Z. (видно, что картины 2 и 3 почти совпадают).  $\Sigma_{3r}$  – подвижная полуплоскость, расположенная на таком расстоянии  $Z_{13}$  от  $\Sigma_{1r}$ , что перехватывается рассеянный поток электронов от левой границы (L) щели и гасится боковой лепесток 2<sub>r</sub>, при этом зона "света" не перекрывается.

Имеется другое экспериментальное доказательство рикошетного механизма рассеяния электронов на границах щели. Оно представлено на рис.6. Я ввёл третью подвижную полуплоскость  $\Sigma_{3п}$  на таком расстоянии  $Z_{13}$  от полуплоскости  $\Sigma_{1п}$ , чтобы она перехватывала рикошетный поток электронов, отражённых левой (Л) границей щели, не затрагивая зоны "света". В этом случае исчезает только боковой лепесток 2<sub>п</sub>, а левый лепесток 2<sub>л</sub> остаётся как прежде. Аналогично левый пик 2<sub>л</sub> исчезает, если подвижная полуплоскость  $\Sigma_{3л}$  вводится слева на том же расстоянии  $Z_{13}$  от полуплоскости  $\Sigma_{1л}$ . Ниже я опишу ещё другие способы доказательства рикошетного механизма рассеяния электронов на паре границ щели.

Но прежде обращаю внимание на то, как простое усложнение рассеивающей системы от одной границы полуплоскости (рис.1-4) до двух границ щели (рис.6) вырождает полученные различия картин рассеяния ЭМВ и электронов от одной границы до почти полной их одинаковости при двух границах щели. Действительно, когда мы имеем дело с рассея-



нием ЭМВ на одной границе полуплоскости (рис.1 и рис.3), она коренным образом отличаются от рассеяния электронов на волново-подобной одной границе (рис.2 и 4). Рассеяние же электронов на двух границах щели (рис.6) оказывается "почти" двойником картины дифракции ЭМВ на волново-подобной щели (рис.7), если не считать отсутствия бесконечного ряда слабых интерференционных полос на электронах. Так что, начиная с двух границ узкой щели многие выявленные мной оригинальные отличительные признаки рассеяния электронов на одной границе (на полуплоскости, рис.2 и рис.4) сильно вырождаются при двух и более границах (как видно на кривой 3, рис.6).

Различия картин на рис.6 и рис.7, в принципе, можно было бы заметить, если бы не быстрое уменьшение дальних интерференционных максимумов на ЭМВ, делающее их незаметными в шумах. При большом количестве дифракционных рассеивателей, например, на кристаллических структурах, как было в опытах Дж. Томсона; К. Дэвиссона и Л. Джермера (1927 г.), множества дифракционных максимумов более далекого порядка в ЭМВ-картинах перекрываются, образуя подобие повышенного шума. На фоне этого "шума" остаётся заметной только первая пара самых интенсивных боковых дифракционных лепестков рис.7, превращая картину истинной дифракции ЭМВ (кривая 2 на рис.7) почти неотличимой от картины рикошетного рассеяния электронов парой границ (кривая 3 на рис.6).

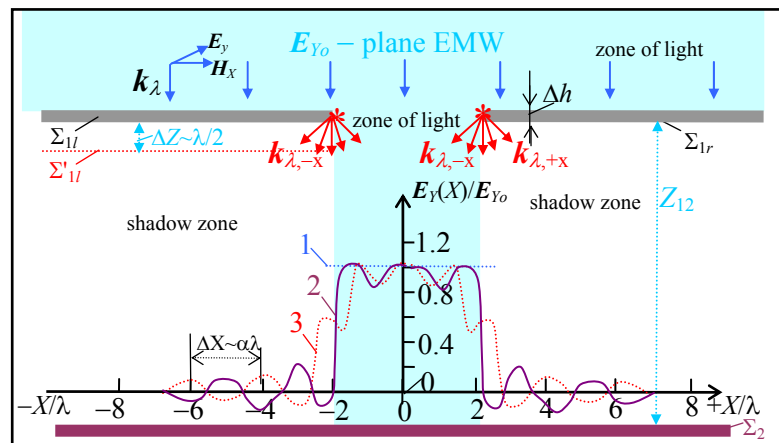


Рис.7. Дифракция (по данным [5]) нормально падающей электромагнитной волны (EMW) на непрозрачную полуплоскость (медь) с щелью (шириной  $\sim 2\lambda$ ,  $\Delta h=0,05\lambda$ ,  $Z_{12}=5\lambda$ ), две рассеивающие границы которой параллельны оси  $Y$ , перпендикулярной плоскости рисунка. (1) – относительная интенсивность падающей ЭМВ в зоне "света". (2) – картины дифракции ЭМВ на щели, образуемой полуплоскостями  $\Sigma_{1l'}$  и  $\Sigma_{1r}$ , лежащими в плоскости  $\Sigma_1$ . (3) – картины дифракции ЭМВ на щели, образуемой полуплоскостями  $\Sigma'_{1l'}$  и  $\Sigma'_{1r}$ , сдвинутыми одна относительно другой на  $\Delta Z \sim \lambda_{dB}/2$  по оси  $Z$ . Видно, что картины 3 негативна относительно картины (2).

Принципиальные различия формирующихся картин истинной дифракции-интерференции ЭМВ на узкой щели (рис.7) и электронов на волново-аналогичной щели (рис.6) дополняют эксперименты с малыми  $\Delta Z$ -смещениями одной рассеивающей границы щели относительно второй её неподвижной границы (как показано на рис.6 и рис.7).

В случае ЭМВ величина смещения порядка  $\Delta Z \sim \lambda/2$ , а в случае электронов –  $\Delta Z \sim \lambda_B/2$ . Сравнение кривых 2 и 3 на рис.7 для ЭМВ показывает, что смещение левой границы щели на  $\Delta Z \sim \lambda/2$  относительно правой превращает кривую 2 в кривую 3 подобно переходу позитива в негатив. Для электронов аналогичное смещение левой границы щели на рис.6 не влияет ни на основное распределение 3 (в зоне света), ни на его боковые лепестки  $2_l$  и  $2_p$ . Эти опыты убедительно указывают на не-интерференционный (не-волновой) механизм формирования картин рассеяния электронов на резких границах узких щелей и, наоборот, фиксирует явно волново-интерференционный механизм дифракции ЭМВ на волново-подобных узких щелях.

## 5. Рикошетный механизм рассеяния и упруго-оболочечная пространственная структура электрона

Итак, в случае дифракции ЭМВ на щели в зоне света формируется основной максимум, похожий на тот, что формируется при рассеянии электронов. Слева и справа от основного максимума образуются ряды пиков, идущих с интервалом  $\sim \lambda$ . Интенсивность этих пиков уменьшается по мере удаления от центра  $X_0$  (рис.7). Фазовые центры этих интерферирующих источников этой интерференции лежат на левой и правой границах щели. Поэтому вся дифракционно-интерференционная картина на ЭМВ сильно зависит от относительного расположения границ щелей, соотносимого с длиной волны. Совершенно иное отношение наблюдается в случае рассеяния электронов на волново-подобной щели.

В случае электронов убывание амплитуды левого и правого рядов интерференционных боковых всплесков обращены вспять от периферии картины к центральному максимуму (как показано на рис.2 и 4). Так что на картинах рассеяния электронов наблюдается только пара боковых всплеска (рис.6). Все последующие пики незаметно сливаются с центральным пиком зоны "света". Я установил, что правый лепесток (рис.6) формируется рассеянием электронов левой границей, а левый лепесток – правой границей. Я обнаружил, что картины рассеяния электронов не зависят от смещения левой полуплоскости щели на  $\Delta Z \sim \lambda_B/2$  (см. рис.6) при неподвижной правой (или наоборот). Такое поведение не свойственно ЭМВ (рис.7). В этом опыте электрон ведёт себя не как переизлучаемая границей волна и не как "волна амплитуды вероятности". Его поведение подобно детерминированному нелокальному микрообъекту с пространственным распределением плотности. На основе экспериментальных наблюдений преимущественных углов рассеяния складывается впечатление, что это распределение имеет характер концентрических слоев разной плотности с расстоянием между слоями порядка длины волны де Бройля (рис.8).

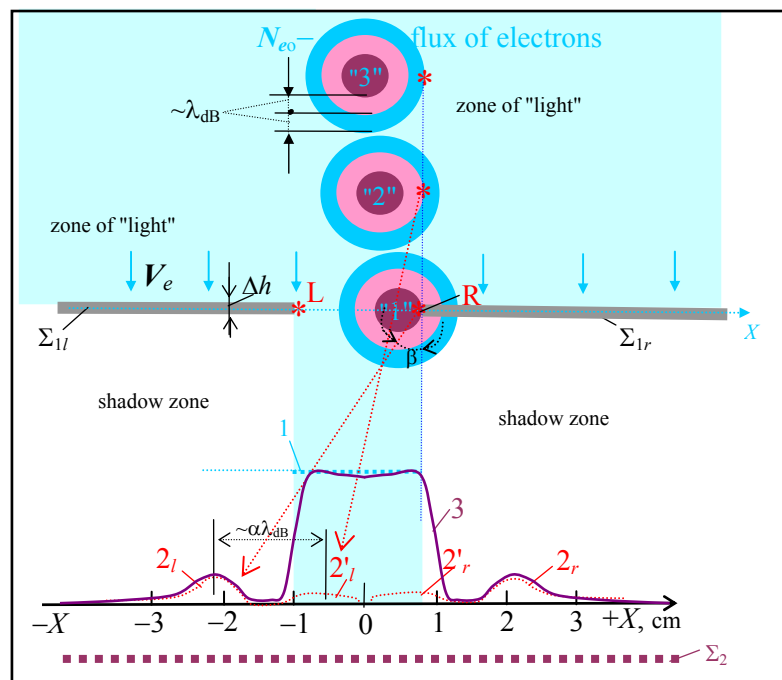


Рис.8. Модель (по [5]) рикошетного рассеяния на правой резкой ( $\Delta h \sim 5\lambda_{dB}$ ) границе узкой щели в непрозрачном экране  $\Sigma_{1r}$ , нормально падающего потока электронов. При максимально упругом ядерном касании плотного тела электронов "1" границы щели происходит упруго-рикошетное их рассеяние, формирующее дальний лепесток  $2_l$ . Когда электрон касается границы щели менее плотным упругим поясом электронов "2" происходит упруго-рикошетное их рассеяние на меньший угол, формирующий более близкий к центру щели лепесток  $2'_l$ . Электроны "3" проходят почти без отклонения

Наблюдаемый экспериментально на плоском экране  $\Sigma_2$  рельеф рассеяния как бы предопределён соответствующей собственной структурой упругих слоёв электрона. Самые удалённые пи-



ки слева и справа формируются максимально-упругими взаимодействиями ядра электронов "1" (рис.8) с противостоящей ему границей щели, так что электрон отскакивает максимальный угол рассеяния. Опыт показывает, что их интенсивность максимальна. Более слабые пики формируются менее жёсткими поясами упругости (электрон "2" на рис.7), отбрасывающими электроны на меньший угол рассеяния. Поэтому они жмутся к центру. Электроны состояний "3" и отчасти "2" сливаются с главным максимумом в зоне "света" картины.

## 6. Интерференция электронов на двух близко расположенных щелях (на четырёх резких границах)

Дифракция на одной границе показала, что ведущим механизмом рассеяния электронов является рикошет. Это совсем не похоже на дифракцию ЭМВ в аналогичной конфигурации рассеивателя. Усложнение рассеивателя до двух границ (одна щель) внесло элементы похожести картин рассеяния электронов и ЭМВ. Дифракция и интерференция электронов и ЭМВ на двух щелях (четырёх границах) ещё более увеличивают эту схожесть. Однако и здесь ещё сохраняются любопытные различия, которые заслуживают особого внимания.

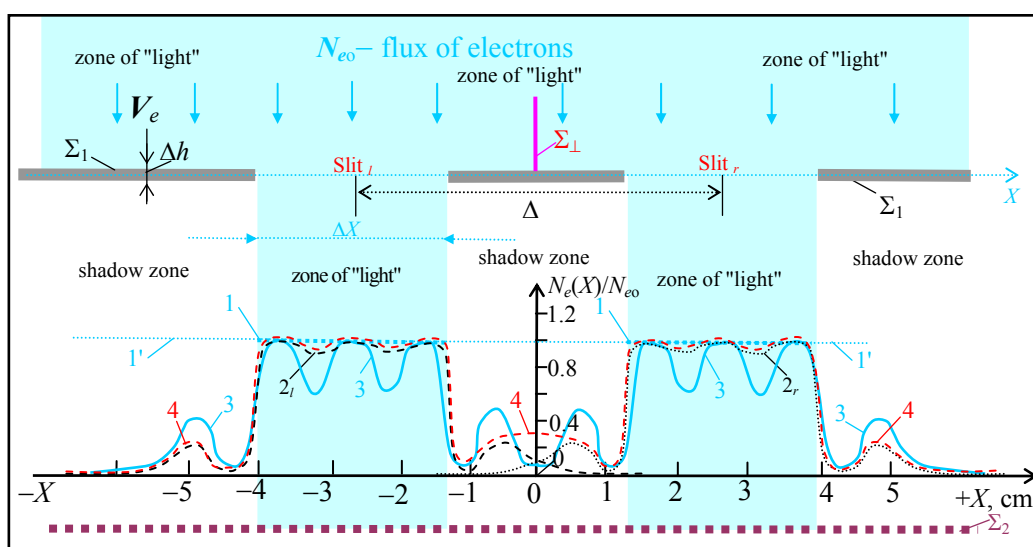


Рис.9. Рассеяние (по данным [5]) нормально падающего потока электронов непрозрачной плоскостью  $\Sigma_1$  ( $\Delta h \sim 3\lambda_{дв}$ ) с двумя узкими щелями (т.е с четырьмя границами); ширина щелей  $\Delta X \sim 3\lambda_{дв}$ , отстоящих друг от друга на расстоянии  $\Delta \sim 5\lambda_{дв}$ . (1) – интенсивность потока электронов в зоне "света"; (1') – то же в отсутствие плоскости  $\Sigma_1$ ; (2<sub>л</sub>) – распределение электронов (on  $\Sigma_2$ ), рассеянных от левой щели при закрытой правой щели. (2<sub>п</sub>) – распределение электронов (на  $\Sigma_2$ ), рассеянных правой щелью, при закрытой левой щели; (3) – распределение электронов, рассеянных двумя открытыми щелями без экрана  $\Sigma_1$ . (4) – распределение электронов (на  $\Sigma_2$ ), рассеянных двумя открытыми щелями при установке непрозрачного для ЭМВ экрана  $\Sigma_1$  (соответствует аддитивной сумме парциальных распределений 2<sub>л</sub> и 2<sub>п</sub>)

На исследуемых потоках электронов с энергиями  $\sim 0.3 \div 1,0$  эВ я воспроизвёл известные закономерности [6]. Как видно из рис.9, картина рассеяния на двух открытых щелях (кривая 3) отличается от аддитивной суммы парциальных распределений от каждой щели (кривая 4) и парциальных распределений от каждой щели (кривые 2<sub>л</sub> и 2<sub>п</sub>).

Известно, что обнаружение щели, через которую прошёл электрон, традиционно велось с помощью облучения потока прошедших электронов боковым источником света (S). Было установлено, что из-за стохастизации движения электронов этим светом интерференция разрушается. Исходная картина (кривая 3 на рис.9) превращается в распределение (4), соответствующее аддитивной сумме двух парциальных картин (2<sub>л</sub> и 2<sub>п</sub>). Я обнаружил похожий эффект разрушения интерференционной картины после установки непрозрачного (медного) экрана  $\Sigma_1$  (высотой не менее 1 мм) коллинеарно к потоку электронов (см. рис.9). В случае же ЭМВ установка экрана  $\Sigma_1$  соответствующей высоты практически не оказывает влияния на интерференционную картину. Этот эксперимент наводит на мысль, что электрон интерферирует на  $\Sigma_2$  со своей ЭМВ-компонентой, проходящей одновременно с ним через соседнюю щель [5]. Таким образом, нет

нужды обращаться к общеизвестной идее самопроизвольного распадаения электрона на две части [7], которые бы проходили через две щели для последующей интерференции на экране  $\Sigma_2$  (рис.9).

Для окончательного решения этого вопроса были выполнены самые трудные эксперименты (см. рис.10). Я прибег к прикрытие щелей диэлектрическими заглушками (TDP), сделанными из материала, пропускающего свет (UV-лучи). Когда я закрыл правую щель заглушкой, картина рассеяния под правой щелью исчезла, а картина рассеяния электронов, проходящих через левую щель (см. левую часть кривой 3 на рис.10, она показана пунктиром 2) осталась почти такой же, какой была при двух открытых отверстиях в отсутствие перегородки  $\Sigma_{\perp}$ .

Когда я закрыл левую щель такой же заглушкой, оставив правую щель открытой, картина рассеяния от электронов, проходящих через правую щель (см. правую часть кривой 3 на рис.10) осталась почти такой же, какой была при двух открытых отверстиях. Отличительным свойством измеренных подобным образом парциальных интерференционных распределений является совпадение их аддитивной суммы с полной интерференционной кривой 3 на рис.10, измеренной при двух открытых щелях [5]. Ранее считалось, что дифракционная картина на электронах от двух щелей не может быть получена из простой суммы двух парциальных. Оказывается возможно, если одну из щелей оставлять прозрачной для ЭМВ и непрозрачной для электронов.

### 7. Обнаружение той щели, через которую прошёл электрон

Пролет электронов через щель всегда возбуждает в её границах электрические токи, которые в принципе можно измерить. Например, можно установить на границу микропетлю, подключённую к усилителю, но это очень сложно в реализации [5, 8]. Когда применяется диэлектрик, металл или полупроводник без специального адаптера в качестве детектора этих токов, они остаются ненаблюдаемыми. Применив в качестве рассеивателя полупроводник с  $p$ - $n$ -переходами, мне удалось детектировать следы от пролетающих мимо электронов. Было детектирование пролёта электрона или не было – это не влияет на картину рассеяния.

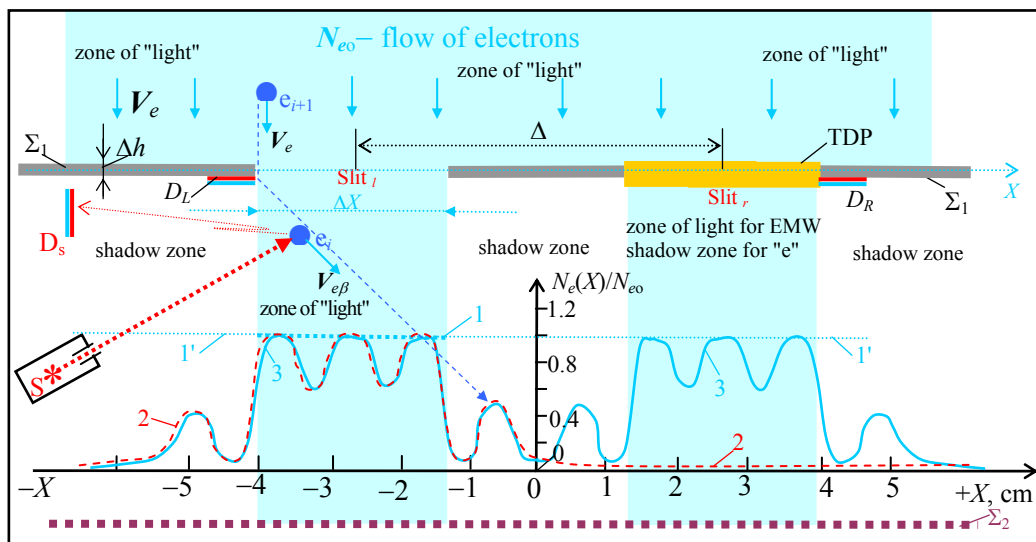


Рис.10. Рассеяние (по данным [5]) нормально падающего потока электронов на непрозрачную плоскость ( $\Delta h \sim 3\lambda_{\text{дВ}}$ ) с двумя узкими щелями шириной  $\Delta X \sim 3\lambda_{\text{дВ}}$ , отстоящими друг от друга на расстоянии  $\Delta \sim 5\lambda_{\text{дВ}}$ . (1) – интенсивность потока электронов в зоне "света"; (1') – то же в отсутствие экрана  $\Sigma_1$ . (2) – распределение электронов (on  $\Sigma_2$ ), рассеянных двумя открытыми щелями. (3) – распределение электронов, рассеянных левой открытой щелью при закрытой transparent dielectric plate (TDP) правой щели. S – источник подсветки пролетающих через щели электронов;  $D_s$  – детектор рассеянного электроном света от источника S;  $D_L$  и  $D_R$  – полупроводниковые датчики пролёта электронов через левую и правую щели, соответственно.

Оказалось, что проходящий через щель электрон возбуждает другую щель достаточно хорошо. Например, когда я измерял импульс тока, индуцируемый электроном, проходящим через левую щель  $S_l$ , одновременно наблюдался слабый импульс тока в диодном датчике,

смонтированном на правой щели. В этом случае картина рассеяния не была возмущена усилителями, связанными с датчиками (сравни с [9]).

### 8. Влияние температуры рассеивателя (границ щели) на картину рассеяния электронов и ЭМВ

Когда я обнаруживал электроны около щели с помощью стороннего света в соответствии со схемой на рис.10, я открыл ещё одно отличие механизма дифракции ЭМВ и электронов на щели. Оно связано с нагревом границ щелей подсвечивающими лампами (S на рис.10).

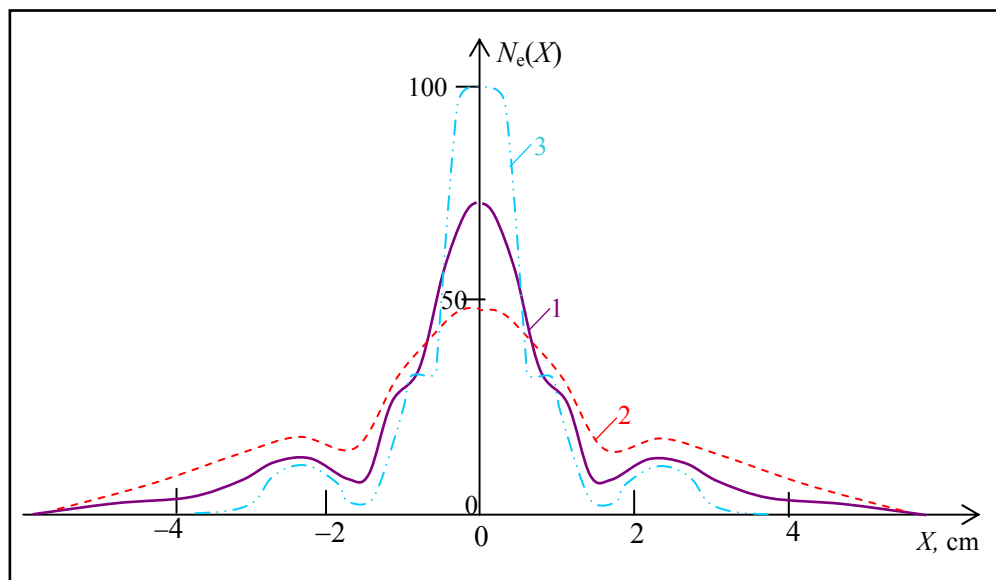


Рис.11. Распределения электронов (согласно [5]) с энергией  $0,6 \text{ эВ}$  на щели шириной  $\Delta X \sim 10^{-6}$  см в непрозрачном экране  $\Sigma_1$  ( $\Delta h = 3\lambda_{\text{дв}}$ ). Кривые 1÷3 сняты при трёх температурах экрана  $\Sigma_1$  в зоне щели по рис.6: 1 –  $297^\circ\text{К}$ ; 2 –  $600^\circ\text{К}$ ; 3 –  $100^\circ\text{К}$  (интегральный поток электронов через щель поддерживался одинаковым). Длина пролёта  $Z_{12}$  по рис.6 между щелью в экране  $\Sigma_1$  и визуализирующим экраном  $\Sigma_2 \sim 1 \text{ м}$ .

Тепловое движение атомов границ щелей проявляется в сильном размытии картин рассеяния электронов (рис.11). Эти температурные изменения картин на электронах много больше, чем изменения геометрических пропорций дифракционной щели, ожидаемые от коэффициента теплового расширения материала. Аналогичные эксперименты с нагревом щелей не обнаружили какой-либо зависимости дифракционных картин ЭМВ от температуры границ щелей.

В этих экспериментах электроны отказываются вести себя как волны. В то же время ЭМВ-ны не проявляют себя как частицы.

### 9. Обсуждение и выводы

В серии описанных выше экспериментов я опроверг общепринятое с 1930-х годов мнение, что якобы невозможно без разрушения интерференционной картины наблюдать то место, например, щель, через которое проходит электрон. Выполнив исследования с подсветкой щелей разными источниками S света (по схеме, показанной на рис.10), я подтвердил, что сильно возмущающий метод подсветки, действительно, бесперспективен для неразрушающего наблюдения интерференционных картин от электронов. Метод же устройства границ щелей из полупроводниковых датчиков позволил мне наблюдать место пролёта электронов без разрушения их интерференционной картины. Так как для электрона неважно, детектированы или не детектированы токи, индуцированные им в рассеивателе. При этом стало ясно, что картина рассеяния электронов не зависят от материала края щели, будь это проводник, полупроводник или диэлектрик.

Эксперименты с полупроводниковыми датчиками пролёта электрона через щель оказались настолько эффективными, что позволяли определить не только пролётную щель, но даже близость пролёта электрона к левой или правой границе каждой апертуры. Так что открытая мной технология наблюдения за пролётом электронов через узкие щели допускает определение наблюдателем траектории полёта электрона между двумя его взаимодействиями: начало траектории лежит на конкретно-наблюдаемой границе щели, а конец – в точке встречи электрона с интерференционным экраном! Это ставит под сомнение всеобщее убеждение в толковании электрона как "волны вероятности". Я установил в экспериментах рассеяния электронов на сингулярных границах, что электрон ведёт себя как детерминированный объект. Так что, если в последующих экспериментах появятся новые трудности проявления траектории электрона, то не следует торопиться объявлять электрон индетерминистским объектом без траектории, как это случилось в 1920-х годах с опытами по рассеянию электронов на щелях и сингулярностях кристаллической решётки. Будет вернее, если терпеливо ждать очередного прорыва в экспериментальном искусстве наблюдений тонких проявлений определённости (или классической вероятности) микрокорпускул.

Выполненная мной в 1969-73 годах перепроверка решающих экспериментов физики (которые удалось опубликовать лишь недавно [5, 6]), показала большое различие волновых проявлений у ЭМВ и электронов в экспериментах по дифракции и интерференции на волново-эквивалентных барьерах. Признаки замеченного многими сходства картин рассеяния электронов и картин дифракции и интерференции ЭМВ, будучи очищенными от факторов, привносимых периодичностью структуры рассеивающего объекта, не оставляют сомнений, что в данном случае электрон – это не переизлучаемая границей волна.

Главные из признаков непохожести рассеяния электронов на дифракцию ЭМВ на прямолинейных щелях следующие:

- при встрече с препятствием электрон не огибает его, как ЭМВ, а отскакивает вспять от него, как это характерно и для классически-упругих макрообъектов;
- в картинах рассеяния электронов левый боковой пик формируется их рикошетом от правой границы щели, а правый боковой пик – от левой границы щели без явлений интерференции рассеиваемых электронных потоков.
- отсутствие интерференции между двумя потоками электронов, рассеиваемыми границами щели, очевидно из обнаруженной мной независимости картин рассеяния электронов от сдвига одной границы относительно другой на  $\Delta Z \sim \lambda_{dB}/2$ . В аналогичном опыте на ЭМВ происходит радикальное изменение позитивной картины дифракционных лепестков в негативную. Таким образом, электрон ведёт себя не как распределённая волна, а как локализованная микрочастица;
- наблюдается обратный порядок формирования лепестков бокового рассеяния электронов при дифракции на щели. При рассеянии ЭМВ первый ближний к основному боковой дифракционный максимум имеет наибольшую интенсивность, а интенсивности последующих по мере удаления (с шагом  $\sim \lambda$ ) от основного максимума уменьшаются; в случае электронов всё наоборот, – более интенсивный боковой пик оказывается самым удалённым; при этом расстояние между пиками  $\sim \lambda_{dB}$ ;
- картины рассеяния электронов сильно температурозависимы в отличие от картин рассеяния ЭМВ, которые практически не зависят от температуры; бóльшим температурам границ щели соответствует большая дисперсия углов рассеяния электронов.

Описанные эксперименты можно интерпретировать в представлении электрона сложной пространственной структурой, состоящей из системы концентрических сферических оболочек упругости. Когда электрон контактирует с границей щели своим жёстким керном, то он отскакивает от границы, формируя самый дальний и самый интенсивный боковой пик на фланге картины рассеяния. При контакте электрона с границей менее упругой оболочкой, сдвинутой относительно первой на  $\lambda_{dB}$ , формируются пики с меньшими углами отскока (которые имеют на экспериментальных картинах меньшую интенсивность).

Когда в двущелевых экспериментах с электронами мы перекрываем одну щель (например, правую, как изображено на рис.10) диэлектрической заглушкой, которая пропускает только ЭМВ

(вплоть до UV-спектра) и не пропускает электроны, мы получаем сохранённую интерференционную картину под открытой щелью. Другая часть картины от закрытой щели исчезает. Перенос диэлектрической заглушки на левую щель сохраняет интерференционную картину под правой открытой щелью. Этот эксперимент демонстрирует явление раздвоения электрона на две части: собственно электрон-частицу (проходящую через одну щель) и ЭМВ-часть, индуцированную им и проникающую через соседнюю прозрачную для ЭМВ щель.

В заключение отмечу, что различия механизмов рассеяния настоящих волн и электронов на жёстких границах в моих экспериментах говорят о необходимости их ревизии и перепроверки на новом уровне [10, 11] экспериментального искусства.

### Литература

1. Tomson G.P., Reid A. (1927). Diffraction of cathode rays by a thin film, Nature 119: 890.
2. Davisson C., Germer L.H. (1927). Reflection of electron by a crystal of nickel, Nature 119: 558560.
3. Morton N., Diffraction at a straight edge, Phys. Educ., v.18, 207-208 (1983).
4. Born M., Wolf E., Principles of Optics. 4th ed., "Pergamon Press", London, New York, Paris, 1968 (М. Борн, Э. Вольф. Основы оптики, изд.2, "Наука" ФМЛ, Москва, 1973).
5. Демьянов В.В. *Эфиродинамический детерминизм Начал* (Новороссийск: НГМА, РИО, 2004) 568 с.
6. M. Born. Atomic Physics, 7th ed., "Blackie and Son Ltd", London, 1963 (М. Борн. Атомная физика, изд.2, "Мир", Москва, 1967).
7. Tonomura A., Endo J., Matsuda T., Kawasaaki T. and Ezawa H., Demonstration of single-electron buildup of an interference pattern, Am.J.Phys.,v.57,No 2, 117-120 (1988).
8. Демьянов В.В. *Эфиродинамические тайны релятивистской и квантовой теорий* (Новороссийск: "НГМА-РИО", 2006) 448 с.
9. Mittelstaedt P., Prieur A. and Schieder R., Unsharp particle-wave duality in a photon split-beam experiment, Found.Phys., v.17, No 9, 891-903 (1987).
10. Fremont F., Hajaji A., Barrachina R.O. and Chesnel J.-Y. A Young-type experiment using a single-electron source and in independent atomic-size two-center interferometer: the realization of a thought experiment, J. Physics: Conference Series, v.88, 1-7 (2007).
11. Lindner F., Schätzel M.G., Walther H., Baltuška A., Goulielmakis E., Krausz F., Milošević D.B., Bauer D., Becker W. and Paulus G.G., Attosecond double-slit experiment, Phys.Rev.Lett., v.95, No 4, 040401 (2005).