

К 130-летию со дня рождения великого советского физика Игоря Евгеньевича Тамма. Часть 7. Оптические уровни и плазмон-поляритоны Тамма

Виктор Алексеев

Эта статья завершает серию публикаций о научном наследии Игоря Тамма, в которой была проанализирована эволюция идей Тамма и его учеников от 1930-х годов до наших дней. Среди различных направлений, которыми в различные периоды своей жизни занимался Игорь Тамм, мы остановились на тематике, связанной с взаимодействием света с электронами на границе металла и диэлектрика. Данное направление, начавшееся с разработки теории «таммовских поверхностных состояний», логически продолжилось открытием оптических состояний Тамма (Optical Tamm States – OTS), а затем плазмон-поляритонов Тамма (Tamm Plasmon-Polaritons – TPP). Именно этим двум явлениям посвящена настоящая статья.

Введение

Напомним, что мы начали описание основных научных достижений Игоря Тамма с обзора статьи, опубликованной в 1932 году, в которой было теоретически предсказано существование нового физического состояния, получившего в настоящее время устойчивое название «поверхностные состояния Тамма» – ПСТ (Surface Tamm States – STS) [1].

Суть этого явления, как его описывал Тамм, заключалась в том, что граница кристалла представляет собой особую область с собственными электронными состояниями и свойствами, отличными от свойств объёмного материала.

Прежде чем перейти к дальнейшему описанию этого состояния, нужно отметить, что состояния Тамма часто путают с эффектом Шокли. Несмотря на то что это два физически разных механизма, они в конечном итоге формируют одинаковые, на первый взгляд, результаты.

В модели Игоря Тамма (1932 г.) электронный уровень появляется внутри запрещённой зоны, и электрон на нём «прижат» к поверхности кристалла. Однако этот уровень возникает потому, что потенциал на самом краю кристалла сильно отличается от потенциала внутри. На границе кристалла с одной стороны объёмная структура, а с другой – вакуум с потенциальным

барьером, определяемым энергией работы выхода. Крайний атом оказывается в иных условиях, чем соседни внутри, и его собственная энергия сдвигается. Если сдвиг небольшой, ничего особенного не происходит.

Если сдвиг превышает некоторый пороговый уровень, возникает новый уровень в запрещённой зоне. Волновая функция такого состояния экспоненциально затухает как вглубь кристалла, так и в вакуум. Таким образом, ПСТ появляется только при достаточно сильном возмущении поверхностного потенциала, а его энергия лежит в запрещённой зоне.

Шокли рассмотрел другую модель, в которой разрешённые зоны образуются из разных атомных состояний (например, s и p). При сближении атомов эти зоны пересекаются. В такой системе на поверхности появляется уровень «без порога» в запрещённой зоне, даже когда кристалл обрезан симметрично и «идеально». В этом случае у атома на поверхности соседей меньше, чем внутри, поэтому часть его гибридных орбиталей остаётся неиспользованной. Этот подход получил название «ненасыщенные связи» (Dangling Bonds), локализованные на поверхности [2].

Необходимо особо подчеркнуть, что, несмотря на многочисленные попытки, отмеченные поверхностные состояния Тамма и Шокли крайне сложно

было подтвердить экспериментально с использованием существовавших в то время методов.

Так, например, Браттейн и Бардин (W.H. Brattain, J. Bardeen) исследовали реальные поверхности германия. Они изучали, как поверхность полупроводника реагирует на внешние воздействия, в том числе на свет. Они выяснили роль окислов и адсорбатов в образовании поверхностных явлений. Однако по результатам их экспериментов связать эти состояния именно с механизмом Тамма или Шокли было нельзя [3].

В работе [4] Аллен и Гобелли измерили работу выхода и порог фотоэффекта на атомарно чистой поверхности кремния Si(111), расколотой непосредственно в сверхвысоком вакууме.

Полученные ими результаты свидетельствовали о наличии поверхностных состояний в запрещённой зоне на чистой неокислённой поверхности. Поверхностные состояния на чистой поверхности Si связывали, в частности, с ненасыщенными (оборванными) связями поверхностных атомов. Такая трактовка соответствовала модели Шокли.

Эти работы подтвердили возможность существования поверхностных состояний, предсказанных теорией Тамма и Шокли. Однако их нельзя считать прямым наблюдением таммовских состояний в чистом виде.

Были и другие многочисленные попытки экспериментальных доказательств существования ПСТ и уровней Шокли. Однако десятилетиями не удавалось наблюдать эти состояния в той чистой форме, в какой их рассматривали Тамм и Шокли [5].

Дополнительная информация об успешных экспериментах с поверхностными уровнями Шокли приведена в работе [6].

Дальнейшая история развития идеи поверхностных состояний, сформули-

рованная Игорем Таммом, рассмотрена ниже в этой статье.

Косвенные экспериментальные подтверждения существования уровней Тамма

Гениальный прогноз предсказанных Игорем Таммом поверхностных состояний в течение десятилетий оставался практически незамеченным мировой научной общественностью. Такая ситуация сложилась в 1930-е годы, поскольку в то время не было необходимых технологий и лабораторного оборудования для прямых экспериментов, подтверждающих теорию Тамма.

Реальный скачок в исследованиях процессов на границе кристаллов произошёл в конце 1960-х годов с открытием новых спектрографических методов.

По-видимому, первым экспериментальным косвенным подтверждением таммовских уровней на поверхности металла можно считать работу Л. Суонсона и Л. Краузера 1966 года [7].

Авторы этой работы использовали метод спектроскопии полного распределения энергии электронов с использованием автоэлектронной (полевой) эмиссии из острия вольфрамового монокристалла (Total Energy Distribution of Field-Emitted Electrons). Автоэлектронная эмиссия представляет собой туннелирование электронов из металла в вакуум под действием сильного электрического поля. В упрощённом виде схема такой установки напоминает вакуумный диод с особой геометрией электродов. Катод (эмиттер) изготавливается в виде иглы из вольфрама или углеродных материалов. Острые иглы – это заострённая пирамидальная вершина, на которой выходят наружу разные кристаллографические грани. Малый радиус кривизны заострённого конца катода позволяет получить огромную напряжённость электрического поля даже при относительно небольших разностях потенциалов. На анод (коллектор/экстракционный электрод), расположенный на небольшом расстоянии напротив катода, подавался высокий положительный потенциал относительно катода. За счёт этого в прикатодной области напряжённость поля была в диапазоне $(3,0...4,3) \times 10^7$ В/см. Все элементы были размещены в ваку-

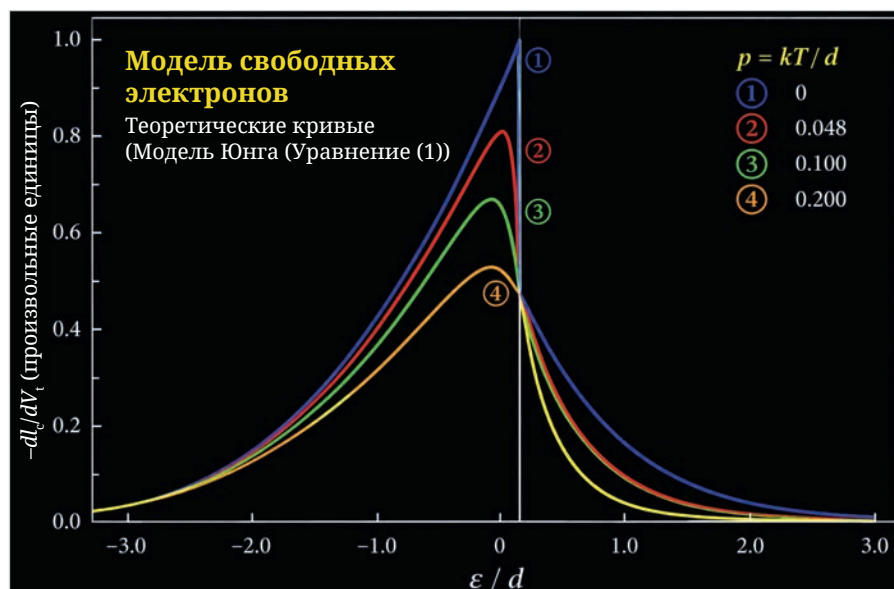


Рис. 1. Теоретические кривые, рассчитанные согласно модели свободных электронов

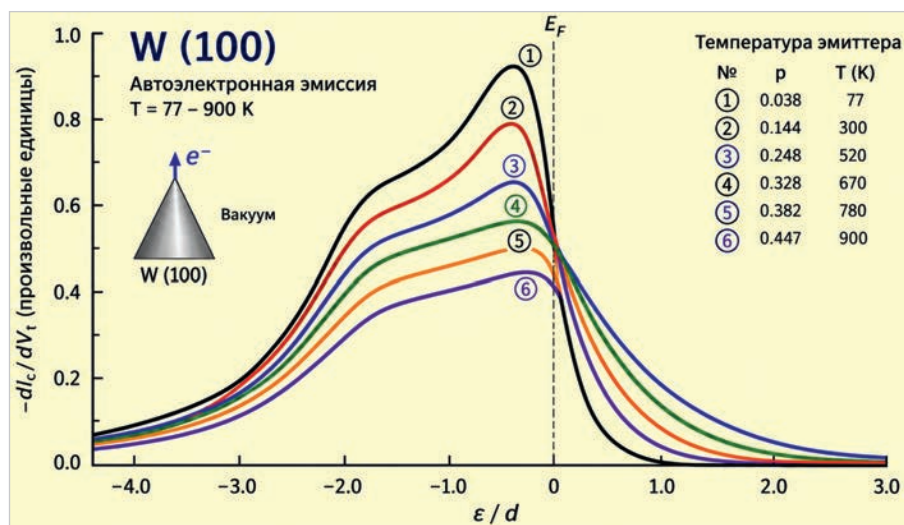


Рис. 2. Экспериментальные спектры распределения электронов для вольфрамового автоэмиттера в кристаллографическом направлении <100> при температурах эмиттера от 77К до 900К

умной камере. Благодаря возникающему при конкретных параметрах туннельному эффекту электроны с определёнными энергиями преодолевали потенциальный барьер, соответствовавший работе выхода. С помощью устройства магнитного отклонения выбирали грани пирамидальной вершины катода, с которой вылетали электроны. Этот метод позволил не просто измерять суммарный туннельный ток, но также восстанавливать спектр электронов, эмитированных с острия иглы. Технически это было реализовано с помощью задерживающего потенциала, подаваемого на коллектор.

Измерения проводились для кристаллографических направлений

<112>, <116>, <110>, <111>, <130> и <100> атомарно чистого монокристалла вольфрама.

Эксперименты показали, что по всем направлениям, кроме <100>, измеренные спектры хорошо совпадали с теоретическими кривыми, полученными в рамках свободно электрон модели (Free-Electron Behavior Model) (рис. 1).

Нужно обратить внимание на то, что модель «Free-Electron Behavior» объясняет свойства металлов, рассматривая валентные электроны как газобразное облако, свободно движущееся внутри кристаллической решётки.

Результаты измерений спектров электронов для вольфрамового автоэмиттера в кристаллографическом

направлении $\langle 100 \rangle$, полученные Л. Суонсоном и Л. Краузером, приведены на рис. 2. На этом рисунке по вертикали отложено $-dI_c/dV_t$ в произвольных единицах, то есть производная тока коллектора по задерживающему напряжению. Это и есть плотность эмиссионного тока на единицу энергии, то есть сколько электронов вылетает с данной энергией. По горизонтали отложены значения не самой энергии в эВ, а безразмерная величина ϵ/d , где ϵ – энергия электрона относительно уровня Ферми; $d = 0,174$ эВ, параметр, характеризующий скорость изменения прозрачности барьера. Таким образом, одна единица по оси равна 0,174 эВ, что соответствует значению метки «-2,0», равному примерно -0,35 эВ.

Шесть разных экспериментальных кривых на рис. 2 соответствуют эмиттеру при шести значениях безразмерной температуры $p = kT/d$. Эти параметры относятся только к одной из них. Например, кривая 1 ($p = 0,038$) соответствует самой низкой в эксперименте температуре 77К, а кривая 6 ($p = 0,447$) получена для самой высокой в эксперименте температуре около 900К. Все кривые нормированы таким образом, чтобы было обеспечено совпадение по высоте пика при $p = 0,25$, а их задние склоны накладывались бы друг на друга. Именно этим объясняется узел, в котором все кривые сходятся вблизи $\epsilon = 0$.

Справа от нуля, при $\epsilon > 0$, ход кривых зависит от температуры эмиттера. Для кривой № 1 ток обрывается почти сразу за нулём. В то же время на кривой № 6 ток доходит до величины $\epsilon/d \approx 2,6$. Этот участок показывает, что с повышением температуры часть электронов попадает в область выше уровня Ферми. Таким образом, правая часть спектров на рис. 2 ведёт себя точно так, как предсказывает теория (рис. 1).

Слева от пика, согласно теории свободных электронов, должна находиться монотонная, гладкая, без каких-либо выбросов спадающая до нуля кривая (рис. 1). Вместо этого экспериментальные данные показывают (рис. 2), что после главного максимума (около $\epsilon/d \approx -0,4$) кривая идёт вниз, но затем спад прерывается. Примерно в диапазоне ϵ/d от -1,5 до -2,6 образуется почти горизонтальная площадка на уровне 0,5...0,55 по вертикальной оси, и только после $\epsilon/d \approx -2,6$ спад возобновляется, а кривая стремится к

нулю. Это и была та самая «аномалия с широким плечом» приблизительно на 0,35 эВ ниже E_F , которую не смогли в 1966 году однозначно интерпретировать ни сами авторы, ни другие известные физики.

Если пользоваться инженерной аналогией, то можно сказать, что на плавно спадающей АЧХ хорошо известного усилителя появилась лишняя непонятная «ступенька», означающая, что в системе есть какой-то дополнительный энергетический канал.

Станным было то, что дополнительный подъём спектра, который получил известное в литературе название «горб Суонсона» (Swanson Hump), присутствовал на всех шести кривых, от 77К до высоких температур, и его положение по энергии не смещалось. Это исключало тепловую природу артефакта, демонстрируя тот факт, что нагрев менял только правую часть. Кроме того, такой формы спектров не наблюдалось ни для одного другого направления. Графики на рис. 2 в оригинальной работе были приведены именно для кристаллографического направления $\langle 100 \rangle$. При этом для направлений $\langle 112 \rangle$, $\langle 116 \rangle$, $\langle 110 \rangle$, $\langle 111 \rangle$ и $\langle 130 \rangle$ кривые получались гладкими, строго соответствовавшими теоретической модели.

Сами авторы Л. Суонсон и Л. Краузер связывали аномальное плечо с особенностями электронной зонной структуры вольфрама в направлении $\langle 100 \rangle$.

Только в 1981 году российский физик А.Я. Беленький, соавтор «самосогласованной кластерной модели атомной структуры аморфного металла», назвал этот самый выступ первым из известных косвенных экспериментальных наблюдений таммовских уровней на поверхности металла. Тщательный анализ статьи Суонсона и Краузера показывает, что резкая привязка к кристаллографическому направлению является ярким доказательством поверхностной природы явления: «the direction of emission must coincide almost exactly with the $\langle 100 \rangle$ direction in order to observe the special distribution». Важно то, что уже при отклонении на 13° (направление $\langle 116 \rangle$) аномальный «горб» практически исчезал. Такая жёсткая избирательность по грани означала, что «эффект дополнительного горба» связан с конкретным способом обрыва кристаллической решётки. Этот факт послужил основным доказательством

того, что обрыв решётки и есть та самая граница, на которой Тамм предсказал локализованные электронные состояния.

Дальнейшие эксперименты с использованием независимых новых методов (спектроскопии полевой эмиссии, УФ-фотоэмиссии, спектроскопии ионной нейтрализации) позволили надёжно подтвердить поверхностную природу электронной структуры $W(100)$. Так, например, Фойербахер и Уиллис, используя метод фотоэмиссионной спектроскопии, доказали наличие пика, расположенного на 0,4 эВ ниже уровня Ферми (E_F). Важно то, что этот пик сильно подавлялся после насыщенной адсорбции кислорода или водорода. Понятно, что объёмное свойство металла от одного напылённого слоя атомов существенно измениться и вообще исчезнуть в принципе не может. Однако такая экранировка поверхности полностью меняет её свойства. Таким образом, гашение монослоем кислорода явилось ещё одним аргументом того, что избыток электронов на этом дополнительном выступе был обусловлен не объёмным кристаллом, а исходил из состояний, существовавших на границе [8].

Прямое экспериментальное подтверждение существования уровней Тамма

В эти же годы бурно развивалось другое направление физики твёрдого тела, связанное с разработками полупроводниковых лазеров.

Как мы подробно рассказывали в журнале «Современная электроника» № 9, 2024, ещё летом 1971 года Жорес Алфёров из Ленинградского ФТИ имени А.Ф. Иоффе с коллегами подали заявку на изобретение, в которой авторы сформулировали идею конструкции, реализованной позже (1974 г.) в «лазерах с распределённой обратной связью» – РОС (Distributed Feedback Laser). В этих лазерах использовались резонаторы, в которых гофрированная гетерограница создавала периодическое изменение показателя преломления, что приводило к интерференционному отражению стимулированного излучения. Период решётки выбирался таким образом, чтобы обеспечить выполнение условия Брэгга для отражений в обратном направлении $d = \lambda/2n$, где λ – длина волны света

в вакууме, n_e – эффективный показатель преломления активной области, d – период решётки.

Необходимо отметить, что в ФТИ имени Иоффе успешно разрабатывались так называемые полупроводниковые сверхрешётки, которые можно представить как последовательность чередующихся слоёв узкозонных и широкозонных полупроводников. В сверхрешётке энергетические уровни отдельных квантовых ям образуют энергетические «минизоны», которыми можно управлять, изменяя толщину ям и разделяющих их барьеров. Работы, позже выполненные физтеховцами Р.Ф. Казариновым и Р.А. Сурисом, показали, что протекание тока в сверхрешётках может быть реализовано за счёт туннелирования через потенциальные барьеры, разделяющие квантовые ямы. Для теории Тамма сверхрешётка крайне полезна тем, что такую искусственную кристаллическую структуру с заранее заданным числом квантовых ям и параметрами потенциальных барьеров можно синтезировать в лабораторных условиях.

В 1987 году практически одновременно были независимо опубликованы две работы, ставшие классическими для теории фотонных кристаллов. В одной из них Эли Яблонович показал, что в трёхмерной периодической диэлектрической структуре может существовать фотонная запрещённая зона, определяющая диапазон частот, в котором распространение электромагнитных волн невозможно. Если частота излучательного перехода оказывается внутри такой запрещённой зоны, спонтанное излучение может быть подавлено.

При этом с помощью фазового сдвига можно формировать локальную моду в фотонной щели, пригодную в принципе для создания устройств, способных управлять потоками света подобно тому, как обычные полупроводники управляют потоками электронов [9].

Другой физик-теоретик Саджив Джон показал возможность сильной локализации света в разупорядоченной диэлектрической среде. При достаточно сильном многократном рассеянии интерференция многочисленных волн может подавить перенос электромагнитной энергии через среду. В результате свет оказывается локализованным в ограниченной области пространства. В этой

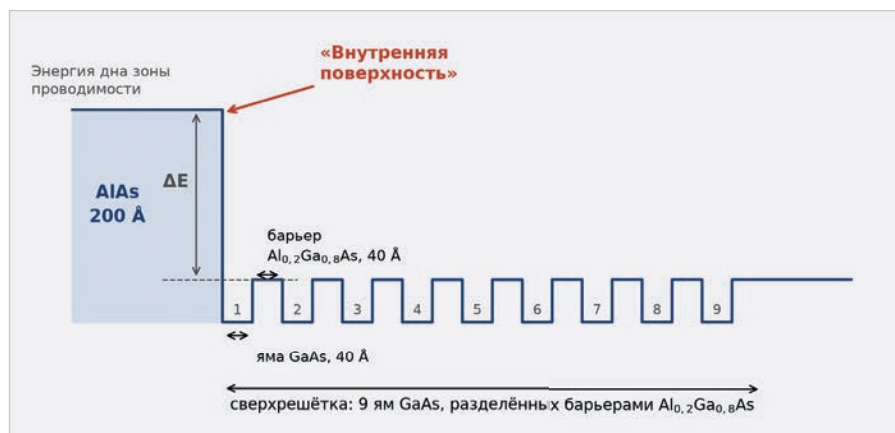


Рис. 3. Упрощённая схема полупроводниковой сверхрешётки, использованной для экспериментальной реализации ПСТ

работе впервые был использован термин «сильная фотонная локализация» (Strong Localization of Photons – SLP), определяющий ситуацию, когда многократное рассеяние и интерференция настолько сильны, что свет полностью перестаёт распространяться. При этом фотоны, как бы попавшие в ловушку, образуют стоячую волну, локализованную в ограниченной области [10].

Главная техническая проблема всех предыдущих экспериментов по экспериментальному обнаружению ПСТ состояла в том, что реальная поверхность конкретных естественных кристаллов представляет собой крайне сложную структуру. На этой поверхности одновременно присутствуют оборванные связи, элементы реконструкции, адсорбированные атомы, дефекты и другие отклонения от идеальной кристаллической решётки. Поэтому, даже обнаружив какое-либо поверхностное состояние наподобие поверхностных плазмонов, поляритонов и других явлений, с которыми мы познакомились в предыдущих разделах, трудно было бы доказать, что оно возникло именно согласно механизму, описанному Игорем Таммом.

По существу, гофрированная гетерограница РОС-лазера, разработанного в ФТИ имени Иоффе, представляла собой одномерный фотонный кристалл, встроенный прямо в активную область лазера. Таким образом, ещё до появления самого термина «фотонный кристалл» физтеховцы уже умели рассчитывать и изготавливать периодические структуры, отражающие свет по закону Брэгга.

Возможность искусственно создавать периодические структуры с заранее заданными параметрами оказалась принципиально важной

и для экспериментальной проверки идеи Тамма. Только в данном случае речь шла уже не о фотонном кристалле, управляющем распространением света, а о полупроводниковой сверхрешётке с периодическим потенциалом для электронов. Намеренно изменив одну из её границ, то есть создав так называемую «внутреннюю поверхность» (Internal Surface), исследователи получили возможность реализовать электронное поверхностное состояние Тамма практически в том виде, в каком оно было предсказано в 1932 году.

В 1990 году международная группа учёных во главе с известным японским физиком Хидео Оно (Hideo Ohno) синтезировала в лаборатории IBM Research Division полупроводниковую сверхрешётку на базе арсенида алюминия-галлия.

Эта многослойная полупроводниковая структура впервые предоставила возможность наблюдать таммовские состояния в практически специально сконструированной для этого системе [11].

С помощью этого искусственного кристалла удалось реализовать на практике модель, теоретически построенную Игорем Таммом в 1932 году. В грубом приближении схему этого эксперимента можно описать следующим образом (рис. 3).

В цепочке из девяти одинаковых GaAs-квантовых ям, разделённых одинаковыми барьерами $\text{Al}_{0.2}\text{Ga}_{0.8}\text{As}$, электронные уровни образуют «минизону», в которой электрон может туннелировать из одной ямы в другую. Если у самой крайней ямы один из барьеров сделать существенно выше остальных, то периодичность решётки в этом месте резко нарушается.

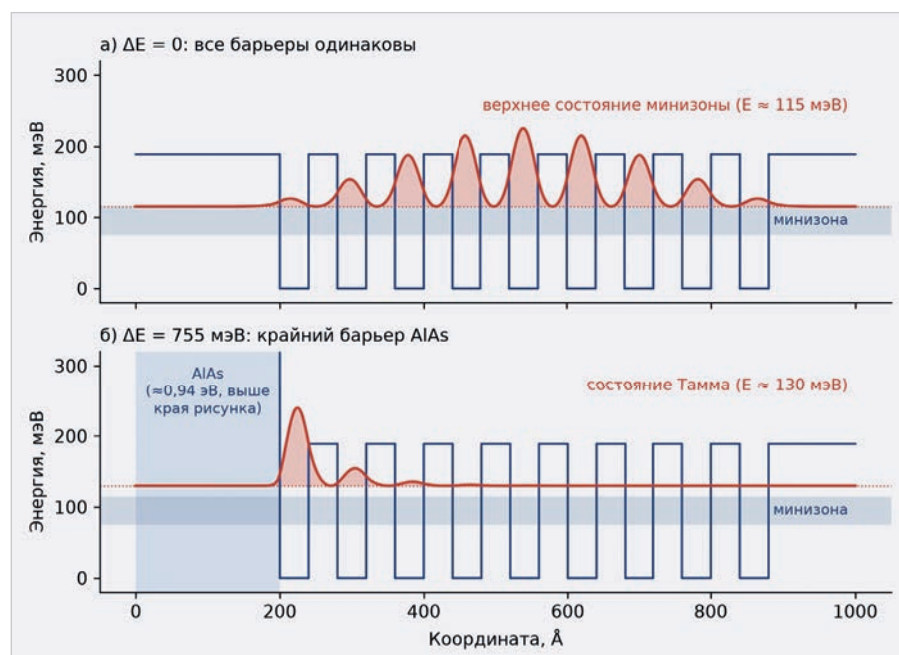


Рис. 4. Локализация волновой функции электронного состояния Тамма у «внутренней поверхности» сверхрешётки при $\Delta E = 755$ мэВ

Один электронный уровень начинает «отрываться» от минизоны, а соответствующая ему волновая функция локализуется около границы раздела. Структуры сверхрешётки были синтезированы методом молекулярно-лучевой эпитаксии на GaAs(001). Основным элемент содержал девять квантовых ям GaAs толщиной ≈ 40 Å, разделённых барьерами $\text{Al}_{0,2}\text{Ga}_{0,8}\text{As}$ толщиной ≈ 40 Å. С одного края располагался слой AlAs толщиной 200 Å, который создавал повышенный конечный барьер.

Расчёты показали, что при $\Delta E = 0$ все девять электронных состояний принадлежат одной минизоне и их волновые функции распределены по всей сверхрешётке. По мере увеличения высоты крайнего барьера верхний энергетический уровень начинает «отслаиваться» (Peel Off) от минизоны. При $\Delta E = 755$ мэВ, соответствующем конечному барьеру AlAs, этот уровень уже практически отделён от минизоны, а его волновая функция оказывается почти полностью локализованной в крайней квантовой яме у «внутренней поверхности». Именно этот конечный результат расчёта в упрощённом виде показан на рис. 4.

В этой работе авторы использовали три экспериментальных оптических метода: PL – фотолюминесценцию, PLE – спектр возбуждения фотолюминесценции и PC – фототок. Измерения проводились при температуре 5K. Напряжённость управляющего поля можно было изменять от 0 до 40 кВ/см.

В спектре PLE при нулевом напряжении проявлялись обычные переходы: НН – электрон $\leftrightarrow$ тяжёлая дырка и ЛН – электрон $\leftrightarrow$ лёгкая дырка. Кроме того, был зафиксирован дополнительный сильный пик около 1,67 эВ. Такие результаты объяснялись тем, что в случае, когда локализованы и электрон, и тяжёлая дырка, их волновые функции оказываются сосредоточены в одной крайней яме. Поэтому возникает сильный экситонный переход между этими состояниями. Такой переход будет иметь большую энергию связи экситона и даст заметный пик в оптическом спектре. Именно такой переход между локализованными состояниями электрона и тяжёлой дырки был зафиксирован.

Особенно существенно, что рассчитанное положение этого перехода совпало с экспериментальным в пределах примерно ± 1 мэВ. Для обычных НН и ЛН авторы использовали энергию связи экситона 5 мэВ, а для локализованного НН – 12 мэВ. Такая большая локализация подтверждается сильным экситонным пиком.

В качестве дополнительной проверки существования ПСТ использовалось воздействие внешнего электрического поля, приложенного к решётке.

При наличии ПСТ, локализованного около внутренней поверхности, изменение внешнего поля должно проявляться как отклонение от обычной ситуации, в которой энергетические уровни начинают зависеть от поло-

жения квантовой ямы и образуют так называемую лестницу Ванье – Штарка. Лестница Ванье – Штарка – это система дискретных энергетических уровней, возникающая в полупроводниковой сверхрешётке под воздействием постоянного внешнего электрического поля. В эксперименте антипересечение наблюдалось при напряжённости поля около 20 кВ/см, тогда как расчёт давал близкое значение около 25 кВ/см. Вместо обычного пересечения двух энергетических ветвей наблюдалось их расхождение – антипересечение (Anticrossing). Это означало, что два электронных состояния взаимодействуют между собой. Авторы прямо отметили, что антипересечение является результатом взаимодействия электронного состояния Тамма с состояниями минизоны, испытывающими штарковскую локализацию.

Перечисленные экспериментальные результаты можно было уверенно квалифицировать как переход от косвенных свидетельств к прямому экспериментальному наблюдению состояний Тамма в специально созданной для этой цели полупроводниковой структуре.

Работа Хидео Оно и соавторов практически дала экспериментальный ответ на вопрос, поставленный Игорем Таммом ещё в 1932 году: нарушение периодичности у границы кристалла действительно может привести к появлению локализованного электронного состояния. В искусственно созданной сверхрешётке один из электронных уровней отделялся от минизоны, а соответствующая ему волновая функция локализовалась у специально сформированной «внутренней поверхности» и быстро затухала вглубь периодической структуры. Именно это состояние авторы работы назвали состоянием Тамма.

Фотонные кристаллы и оптические уровни Тамма

Теорию краевых состояний в сверхрешётках продолжили развивать и в ФТИ имени Иоффе. В 1995 году М.Р. Владимиров и А.В. Кавокин рассмотрели таммовские состояния электронов на границе двух полупроводниковых сверхрешёток [12].

Именно эта работа стала отправной точкой для оптических состояний Тамма. Смысл такой постановки задачи легко понять на простом примере. Пусть с одной стороны грани-

цы находится одна сверхрешётка, а с другой расположена вторая, имеющая иные параметры толщины, ям и барьеров. У каждой из них свои разрешённые минизоны и свои запрещённые промежутки между ними. Если энергия электрона попадает в запрещённый промежуток сразу обеих сверхрешёток, электрон не может уйти ни влево, ни вправо: в обе стороны его волновая функция затухает. Остаётся одна возможность, заключающаяся в том, чтобы «прижаться» к границе. Это и есть таммовское состояние, только роль поверхности кристалла здесь играет стык двух периодических структур.

В 9 номере «Современной электроники» 2025 года мы подробно рассмотрели так называемые фотонные кристаллы, позволяющие перенести картину запрещённых зон в область электромагнитных волн (ЭМВ). То есть вместо электронов запрещённые зоны в таких кристаллах могут существовать для фотонов.

Подробную информацию о фотонных запрещённых зонах можно найти в работах [9, 10].

Простейший из фотонных кристаллов имеет одномерную структуру. Это так называемое брэгговское зеркало, представляющее собой набор чередующихся диэлектрических слоёв с разными показателями преломления. Практически это та же периодическая структура, что и гофрированная гетерограница РОС-лазера, разработанная в ФТИ имени Иоффе, о которой мы говорили в предыдущей главе. У электрона в сверхрешётке есть минизоны и запрещённые зоны. У света в брэгговском зеркале тоже есть полосы пропускания и фотонная запрещённая зона (Stop Band), в которой волна не может уйти вглубь структуры.

Эту идею Алексей Кавокин развил в другой статье, написанной им совместно с Иваном Шелихом и Гийомом Мальпуэшем [13].

Эти физики работали тогда в лаборатории LASMEA Университета Блеза Паскаля (Клермон-Ферран, Франция). Иван Шелих одновременно продолжал работать в Санкт-Петербургском государственном политехническом университете. Именно в этой статье авторы впервые ввели название «оптические состояния Тамма» (Optical Tamm States – OTS) для нового типа локализованных оптических мод, назвав их так по аналогии с хоро-

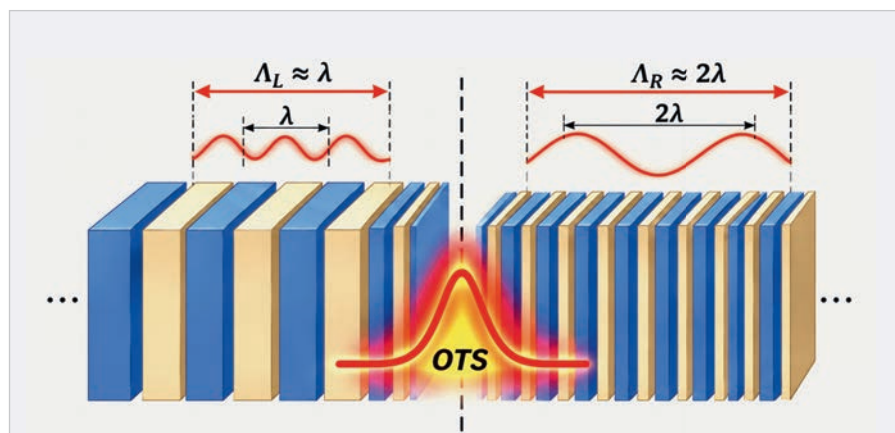


Рис. 5. Оптические состояния Тамма (OTS), локализованные на границе двух периодических диэлектрических структур

шо известными состояниями Тамма для электронов на границах кристаллов. Таким образом, используемый сегодня термин OTS непосредственно относится к работе Игоря Тамма 1932 года.

Авторы прямо указали, откуда возникла их идея: «Десять лет назад один из нас развил теорию таммовских состояний для электронов, заключённых на границе двух полупроводниковых сверхрешёток. Теперь мы распространили этот метод на описание оптических таммовских состояний». Ход рассуждений остался прежним, изменились только «действующие лица»: вместо электрона используется свет, вместо уравнения Шрёдингера мы решаем уравнения Максвелла, вместо сверхрешёток применяем периодические диэлектрические структуры.

Главный результат статьи описывал явление, при котором на границе двух периодических диэлектрических структур с разными периодами и перекрывающимися запрещёнными зонами возникала локализованная мода света без потерь, поле которой экспоненциально затухало в обе стороны от границы. Авторы назвали такие моды оптическими таммовскими состояниями (Optical Tamm States – OTS) по аналогии с хорошо известными таммовскими состояниями электронов на границах кристаллов. В аннотации статьи использовано и образное выражение «таммовские состояния света» (Tamm States of Light). Термин появился через 73 года после работы Игоря Тамма 1932 года.

Конкретный «рецепт» из статьи выглядит так: у одной структуры период близок к длине волны света λ , у другой – к удвоенной длине волны 2λ .

Упрощённая схема процесса возникновения оптического состояния Тамма на границе двух фотонных кристаллов приведена на рис. 5. На этом рисунке показаны две периодические диэлектрические структуры с разными периодами (слева больше, справа меньше), образующие между собой общую границу. Синими и розовыми квадратами условно показаны чередующиеся слои двух диэлектрических материалов с различными показателями преломления, образующие одномерные фотонные кристаллы. На границе между структурами возникает локализованная мода, представляющая собой оптическое состояние Тамма (OTS), расположенное в области, где запрещённые зоны обеих структур перекрываются.

Результаты расчётов показали, что такие состояния обладают следующими свойствами:

- поле моды экспоненциально затухает в обе стороны от границы двух структур, а частота моды лежит в запрещённых зонах обеих структур сразу – точно, как энергия электрона в задаче 1995 года;
- мода остаётся локализованной при любом продольном волновом векторе, включая нулевой, и лежит внутри «светового конуса». Поэтому её можно возбудить, просто посветив на структуру без призмы и решётки;
- в отличие от электронного состояния Тамма, оптическое не может возникнуть на свободной поверхности, а только на границе двух фотонных структур;
- решающую роль играет порядок слоёв на границе. Если его поменять, состояние исчезает; по словам авторов, оптическое таммовское состояние чрезвычайно чувствительно к порядку слоёв на стыке;

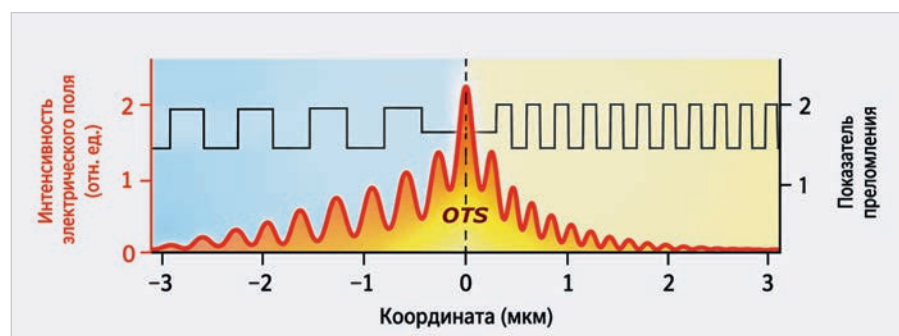


Рис. 6. Схематическое изображение локализации поля и его затухания по обе стороны от границы между диэлектрическими структурами с разными периодами

● зависимость энергии от продольного волнового вектора параболическая, как у свободной частицы. Эффективная масса порядка 10^{-5} массы свободного электрона, для ТЕ-поляризации примерно на 5% больше, чем для ТМ. Расщепление ТЕ и ТМ растёт квадратично с волновым вектором.

Условие существования OTS авторы выразили через фазы коэффициентов отражения ϕ_L и ϕ_R левой и правой периодических структур. В области перекрытия запрещённых зон модули обоих коэффициентов отражения равны единице, а условие существования OTS имеет вид $\tan(\phi_R/2) \cdot \tan(\phi_L/2) = -na/nb$, где na и nb – показатели преломления чередующихся диэлектрических слоёв. Физически это означает, что для возникновения локализованной моды недостаточно только перекрытия запрещённых зон двух структур: необходимо также определённое согласование фаз волн, отражённых от обеих структур. Именно поэтому OTS чрезвычайно чувствителен к порядку слоёв на границе.

В эксперименте оптическое таммовское состояние должно проявиться как узкий провал внутри широкой полосы почти полного отражения. Авторы рассчитали такой спектр для структуры из 25 пар слоёв слева и 12 пар справа и предложили изготовить её из пористого кремния.

Рис. 6 иллюстрирует процесс локализации поля и его затухание по обе стороны от границы между диэлектрическими структурами с разными периодами.

Красная кривая на рис. 6 отражает интенсивность электрического поля моды, локализованной на границе двух фотонных кристаллов. Поле экспоненциально затухает в обе стороны от границы. Тонкая серая линия

характеризует профиль показателя преломления соответствующей структуры.

В том же 2005 году авторы вынесли его в заголовок второй статьи, рассказывающей об успешном использовании оптических таммовских состояний для создания поляритонных лазеров [14].

Плазмон-поляритоны Тамма

В начале февраля 2007 года объединённая российско-британская группа физиков опубликовала статью в журнале «Physica Status Solidi A», в которой была описана идея следующего этапа изучения OTS. Если в рассмотренной выше работе 2005 года оптическое состояние Тамма возникало на границе двух диэлектрических фотонных кристаллов, то теперь авторы рассмотрели вариант границы между металлом и диэлектрическим брэгговским зеркалом (DBR). Именно на этой границе предположительно могло бы существовать локализованное электромагнитное состояние [15].

Физическую картину такой ситуации можно описать следующим образом. Если со стороны диэлектрического брэгговского зеркала (DBR) распространению света будет препятствовать его фотонная запрещённая зона, а со стороны металла электромагнитное поле станет для него преградой на пути распространения в глубину материала, то в результате при определённых параметрах многослойной структуры электромагнитное поле окажется локализованным вблизи границы металл – DBR. В этом смысле вновь возникает хорошо знакомая нам идея Тамма, а именно – «локализованное состояние появляется у границы периодической структуры, где её периодичность обрывается».

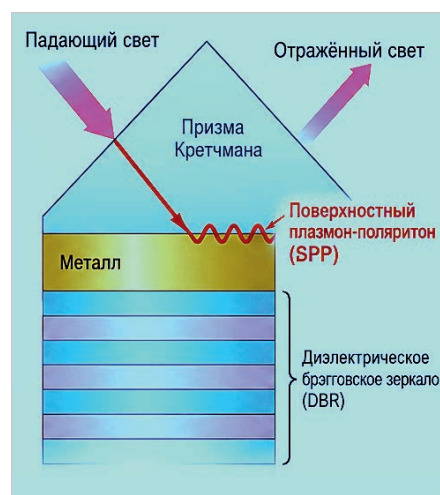


Рис. 7. Возбуждение «обычного» поверхностного плазмон-поляритона SPP

При этом новое состояние должно существенно отличаться от обычного поверхностного плазмон-поляритона (Surface Plasmon Polaritons – SPP), о котором мы подробно писали в «Современной электронике» № 7, 2026. Полезно вспомнить, что SPP, распространяющиеся вдоль границы раздела металл-диэлектрик, представляют собой связанное состояние электромагнитного поля и коллективных колебаний электронной плазмы в металле. Они локализованы вблизи поверхности металла и могут концентрировать электромагнитную энергию в субволновых объёмах. Однако эффективное возбуждение плазмон-поляритонов светом представляет серьёзную техническую проблему из-за несоответствия импульсов фотона и плазмона на той же частоте.

Обычный SPP лежит вне светового конуса ($k_{||} > \omega/c$), поэтому его нельзя возбудить прямым падением света. Для согласования импульса требуется дополнительное устройство, например, призма Кретчмана или дифракционная решётка (рис. 7).

Традиционные методы возбуждения, такие как призма Кретчмана и дифракционные решётки, имеют ограниченную эффективность и сложную технологию изготовления.

Авторы особо подчёркивали, что таммовские гибридные моды располагаются внутри светового конуса и, в отличие от обычных поверхностных мод, могут иметь нулевую составляющую волнового вектора вдоль поверхности, $k_{||} = 0$ (рис. 8). Практически это означает, что такое состояние в принципе можно возбуждать светом при

нормальном падении на структуру без призмы Кретчмана или дифракционной решётки, необходимых для согласования импульса при возбуждении обычных SPP.

Есть ещё одно принципиальное отличие. Обычный SPP на плоской границе металл–диэлектрик существует только для ТМ-поляризации. Рассматриваемые авторами интерфейсные состояния могли существовать как для ТМ-, так и для ТЕ-поляризации. Их дисперсия в плоскости структуры имела приблизительно параболический характер, причём эффективные массы для ТЕ- и ТМ-мод несколько различались и составляли величину порядка 10^{-5} массы свободного электрона.

Авторы обратили внимание и на ещё одну важную особенность: для появления такого состояния существенен порядок слоёв в брэгговском зеркале, то есть важно, какой именно диэлектрический слой непосредственно примыкает к металлу. Иными словами, недостаточно просто соединить металлическую плёнку с любым DBR: условия на самой границе металл–фотонный кристалл должны обеспечивать существование локализованной моды.

Как отмечают авторы, сама идея таких электромагнитных состояний ранее уже обсуждалась на международном научном семинаре. В опубликованной в феврале 2007 года работе они перешли к рассмотрению практически реализуемой структуры, а именно границы металла и диэлектрического брэгговского зеркала.

Эта работа стала важным промежуточным шагом от оптических уровней Тамма к таммовским состояниям на границе металл–брэгговское зеркало. В октябре 2007 года эта идея получила развитие в статье международного авторского коллектива: М. Калитеевский, С. Бранд, А. Абрам, Р. Дж. М. Чемберлен (Даремский университет, Великобритания); И. Иорш (ФТИ имени Иоффе, Санкт-Петербург, Россия); А. В. Кавокин (Саутгемптонский университет, Великобритания); И. А. Шелых (Санкт-Петербургский государственный политехнический университет, Россия) [16].

В этой работе, объединившей идеи оптических состояний Тамма и поверхностных плазмон-поляритонов, была теоретически обоснована возможность формирования плазмон-поляритонных состояний на границе

между металлом и диэлектрическим зеркалом Брэгга. Важно то, что подобные образования могут иметь нулевой волновой вектор в плоскости и могут возбуждаться прямым оптическим излучением. По аналогии с электронными состояниями на поверхности кристалла, предложенными Таммом, эти возбуждения были названы плазмонами Тамма. Таким образом, данная работа завершала и обобщала теоретическую часть темы, начатой в рассмотренных выше работах [15–17].

В заголовке этой работы впервые появляется ставший впоследствии общепринятым термин «Tamm Plasmon-Polaritons – TPP». В самой статье авторы часто используют более короткое обозначение «Tamm Plasmon – TP». Впоследствии для того, чтобы подчеркнуть гибридную природу этой моды, общепринятым названием этих мод стало «Tamm Plasmon – Polaritons TPP» (таммовские плазмон-поляритоны – ТПП).

Физическая идея TPP объясняется следующим. В области на границе между металлом и DBR электромагнитное поле затухает в металле благодаря отрицательной диэлектрической проницаемости металла, а со стороны DBR распространению света препятствует фотонная запрещённая зона. Таким образом, с двух сторон от границы действуют разные физические механизмы. При этом результат оказывается одинаковым: электромагнитное поле удерживается вблизи интерфейса. По аналогии с электронными поверхностными состояниями Тамма и ранее рассмотренными фотонными состояниями Тамма авторы назвали такое состояние «Tamm Plasmon».

Алгоритм математического описания такой системы рассматривал многослойную структуру, состоящую из металла и брэгговского зеркала с чередующимися диэлектрическими слоями. Для анализа использовался хорошо известный для многослойных оптических структур метод матриц переноса. Однако основной физический смысл расчёта можно понять и без громоздкой математики.

На рис. 9 показана условная схема возникновения таммовского плазмон-поляритона (TPP) на границе металла и диэлектрического брэгговского зеркала (DBR).

Результаты расчётов, проведённых в этой работе, показали, что принципиально важным оказывается порядок

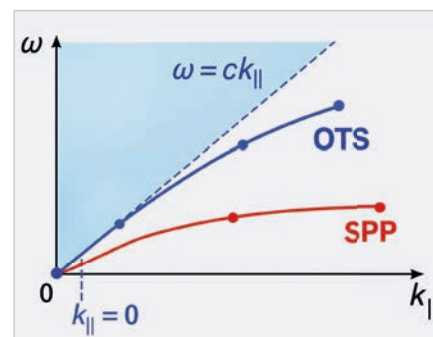


Рис. 8. Дисперсия в плоскости структуры и положение гибридных таммовских мод относительно светового конуса

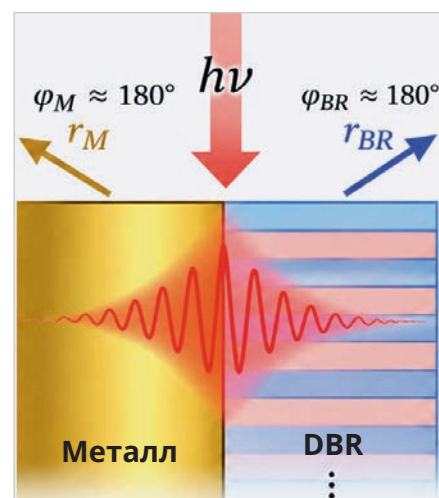


Рис. 9. Условие возникновения таммовского плазмон-поляритона (TPP) на границе металла и диэлектрического брэгговского зеркала (DBR). Красная кривая схематически показывает локализованное электромагнитное поле, максимальное вблизи границы и затухающее в обе стороны

слоёв DBR. В рассмотренной авторами структуре непосредственно к металлу должен примыкать слой с более высоким показателем преломления.

Для конкретного расчёта авторы выбрали золото и четвертьволновое брэгговское зеркало из 14 пар слоёв GaAs/AlAs с брэгговской энергией около 1 эВ. Простая аналитическая оценка дала энергию TP около 0,95 эВ, после чего характеристики структуры были рассчитаны численно методом матриц переноса. Выполненные расчёты показали, что электромагнитное поле сосредоточено около границы металла (Au) и DBR (GaAs/AlAs), уменьшаясь при удалении от неё. Это явилось наглядным подтверждением того, что рассчитанная мода действительно является

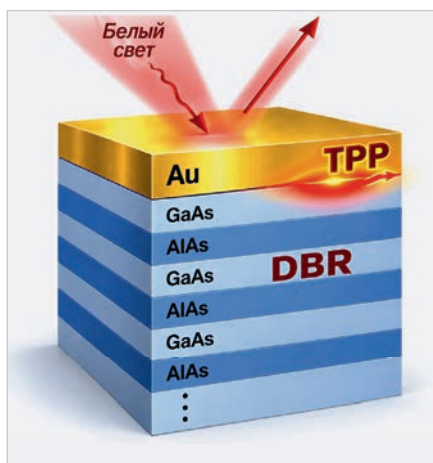


Рис. 10. Схема экспериментальной структуры для наблюдения плазмон-поляритона Тамма. TPP локализован вблизи границы золотой плёнки Au и диэлектрического брэгговского зеркала (DBR) и может возбуждаться непосредственно падающим светом

ся локализованным интерфейсным состоянием. Крайне важным оказалась сильная асимметрия локализации. В золото поле проникает всего примерно на 20 нм, тогда как характерная глубина проникновения в брэгговское зеркало составляет около 1500 нм. Для полубесконечного золота авторы получили энергию TP 0,9572 эВ и добротность около $Q = 320$, а для 30-нм золотой плёнки – 0,9527 эВ и Q около 200. Увеличение потерь во втором случае связано с дополнительной утечкой излучения через тонкую металлическую плёнку. Вблизи границы распределение электрического и магнитного полей имело характер стоячей волны. Кроме того, авторы рассчитали зависимость энергии TP от волнового вектора K вдоль поверхности отдельно для ТЕ- и ТМ-поляризаций. Обе дисперсионные кривые, существующие внутри светового конуса и вблизи $K = 0$, имеют приблизительно параболическую форму. Именно точка $K = 0$ означала отсутствие составляющей волнового вектора вдоль поверхности, что соответствовало возможности возбуждения при нормальном падении света. У обычного SPP дисперсионная кривая находится за световым конусом, поэтому для его возбуждения потребовались бы рассмотренные в предыдущей статье призмы Отто и Кретчмана или дифракционные решётки. Для плазмонов Тамма такого дополнительного согласования импульса не нужно. Его можно возбуждать непо-

средственно падающим светом. Более того, обычный SPP на плоской границе металл-диэлектрик существует только для ТМ-поляризации, тогда как TP существует как для ТМ-, так и для ТЕ-поляризации. Эти два отличия авторы специально подчёркивают уже в аннотации статьи.

В заключении статьи приведены рекомендации по экспериментальному обнаружению TPP. При совпадении энергии падающего света с собственной энергией TP в спектре отражения должен возникать узкий провал. Для структуры с тонкой золотой плёнкой TP должен проявляться также резонансный пик пропускания.

Таким образом, в этой работе была показана возможность образования локализованного состояния электромагнитного поля на границе металла и диэлектрического брэгговского зеркала, которое было названо «Tamm Plasmon». При правильной последовательности слоёв DBR такое состояние должно появляться вблизи середины первой фотонной запрещённой зоны. В отличие от обычного поверхностного плазмона, оно может существовать как для ТЕ-, так и для ТМ-поляризации, а его дисперсия должна располагаться внутри светового конуса. Поэтому TP можно непосредственно возбуждать светом без использования призм или дифракционных решёток.

Авторы показали также, что существование TP определяется не просто наличием металла и DBR, но и конкретной конструкцией границы между ними. При изменении толщины первого слоя брэгговского зеркала энергия TP перемещается через фотонную запрещённую зону. Если же DBR начинается с четвертьволнового слоя с меньшим показателем преломления, TP в первой запрещённой зоне для рассмотренной структуры вообще исчезает. Поэтому частотой и самим существованием этой интерфейсной моды можно управлять с помощью геометрии многослойной структуры.

Следующий и фактически решающий шаг был сделан уже через год после теоретической работы Калитевского и соавторов. В 2008 году М.Е. Сасин, Р.П. Сейсян, М.А. Калитевский и их коллеги опубликовали в Applied Physics Letters работу, в которой сообщили о первом экспериментальном наблюдении плазмон-поляритонов Тамма (Tamm Plasmon Polaritons – TPP) [17].

Напомним, что теория 2007 года предсказывала возможность непосредственного оптического возбуждения TPP, в том числе при нормальном падении света на структуру.

Именно это предсказание авторы работы 2008 года решили проверить экспериментально. Для этого была изготовлена вполне реальная полупроводниковая структура: диэлектрическое брэгговское зеркало на основе чередующихся слоёв GaAs и AlAs, на поверхность которого наносилась тонкая плёнка золота. Исследовались образцы с толщиной золотой плёнки 30 нм и 50 нм. Таким образом, была непосредственно реализована предложенная годом раньше структура, а искомый TPP должен был существовать вблизи границы между брэгговским зеркалом и золотом (рис. 10).

Физический смысл такого состояния достаточно прост. Со стороны золота свет удерживается благодаря высокой отражательной способности металла, а со стороны многослойного GaAs/AlAs-зеркала – благодаря брэгговскому отражению. При определённой частоте фазы волн, отражённых от металла и брэгговского зеркала, согласуются. Возникает собственная электромагнитная мода, поле которой максимально в области границы металл-брэгговское зеркало и быстро уменьшается при удалении от неё в обе стороны. Это и есть плазмон-поляритон Тамма.

Чтобы обнаружить эту моду, авторы измеряли спектры отражения и пропускания структуры как при комнатной температуре 300К, так и при температуре жидкого азота 77К. После нанесения золота внутри спектральной области высокой отражательной способности брэгговского зеркала появлялась отчётливая резонансная особенность: в спектре отражения – узкий провал, а в спектре пропускания – соответствующий резонансный максимум. Расчётные спектры хорошо совпадали с экспериментальными (рис. 11).

Именно этот резонанс авторы связали с возбуждением TPP. Небольшой сдвиг положения резонанса при охлаждении объяснялся изменением показателей преломления материалов брэгговского зеркала и, следовательно, изменением условия фазового согласования TPP.

Особенно важным было исследование зависимости положения резонан-

са от угла падения света. Изменяя угол, авторы изменяли составляющую волнового вектора света, направленную вдоль поверхности структуры, и тем самым экспериментально восстанавливали дисперсионную зависимость ТРР – связь его энергии с волновым вектором вдоль поверхности. Полученная зависимость оказалась параболической, как и предсказывала теория 2007 года.

Из кривизны этой параболы авторы определили эффективную массу плазмон-поляритона Тамма:

$$m_{\text{ТРР}} \approx 4 \times 10^{-5} m_0,$$

где m_0 – масса свободного электрона. Разумеется, речь здесь не идёт о массе какой-либо реальной частицы. Эффективная масса характеризует форму дисперсионной кривой и показывает, насколько быстро изменяется энергия электромагнитной моды при изменении её волнового вектора. Очень малая эффективная масса является характерным свойством фотоноподобных квазичастиц.

Особенно наглядным оказался ещё один эксперимент. Перед нанесением золота авторы уменьшали толщину верхнего слоя GaAs брэгговского зеркала приблизительно на 10 нм или 20 нм. Именно этот слой непосредственно граничит с металлом, поэтому изменение его толщины изменяет фазу коэффициента отражения брэгговского зеркала и тем самым условие существования ТРР. В результате резонанс ТРР смещался в сторону более высоких энергий, а при удалении примерно 20 нм GaAs его положение оказалось вблизи центра запрещённой зоны брэгговского зеркала. Таким образом, эксперимент показал не только существование ТРР, но и возможность заранее задавать его резонансную частоту параметрами структуры.

Таким образом, работа Сасина и соавторов 2008 года дала экспериментальное подтверждение основных предсказаний теории 2007 года. Был обнаружен резонанс, связанный с локализованной модой на границе металл–брэгговское зеркало; показана возможность её непосредственного оптического возбуждения; измерена параболическая дисперсия и определена эффективная масса ТРР; наконец, продемонстрирована возможность управлять энергией этой моды изменением параметров структуры.

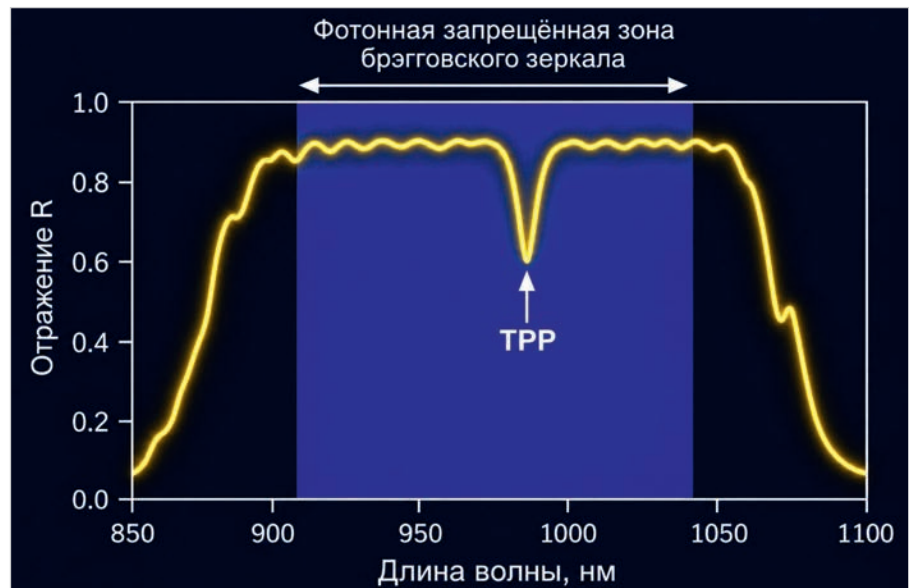


Рис. 11. Принцип обнаружения плазмон-поляритона Тамма по спектру отражения. Внутри фотонной запрещённой зоны брэгговского зеркала резонанс ТРР проявляется как узкий провал отражения. Схематическое представление по результатам [17]

Отсюда становится понятным и название статьи: «Slow and Spatially Compact Light», то есть «медленный и пространственно компактный свет». «Компактным» такое состояние является потому, что электромагнитное поле ТРР локализовано вблизи границы металл–брэгговское зеркало. Слово «медленный» связано с параболической дисперсией ТРР: вблизи минимума этой параболы энергия очень слабо изменяется с волновым вектором, а следовательно, мала и групповая скорость распространения возбуждения вдоль поверхности. Получается необычное сочетание: электромагнитное поле сильно локализовано в пространстве и одновременно сравнительно медленно распространяется вдоль границы металл–брэгговское зеркало.

Именно работа 2008 года завершила переход от теоретической идеи к экспериментально наблюдаемому физическому объекту. Электронные поверхностные состояния, предсказанные И.Е. Таммом в 1932 году, спустя более чем семь десятилетий получили необычного оптического «родственника»: локализованное состояние электромагнитного поля на границе двух различных отражающих сред – плазмон-поляритон Тамма.

Заключение

Заканчивая эту серию статей, хочется ещё раз вернуться к вопросу, с которого мы её начинали: в чём состоит значение научного наследия Игоря

Евгеньевича Тамма для современной физики и электроники?

Очевидно, один из возможных ответов на этот вопрос дала сама история, которую мы попытались проследить. Идея, высказанная Таммом в 1932 году, оказалась настолько плодотворной, что её развитие продолжалось более семидесяти лет и привело к появлению целого ряда новых физических понятий и направлений исследований. Чтобы пройти этот путь от электронных поверхностных состояний Тамма до оптических состояний и плазмон-поляритонов Тамма, нам пришлось рассказать о квазичастицах, экситонах и фононах, поляритонах и плазмонах, фотонных кристаллах и фотонных запрещённых зонах, поверхностных плазмон-поляритонах и поверхностном плазмонном резонансе. В таблице показаны этапы развития идеи Игоря Тамма: от «квантов упругости» 1930 года и поверхностных состояний 1932 года через экситоны, фононы, поляритоны, плазмоны, фотонные запрещённые зоны к ОТС 2005 года, ТРР 2007 года и их экспериментальному наблюдению в 2008 году.

Две линии исследований, таммовские состояния и плазмоники, долгое время развивавшиеся практически независимо, в итоге встретились на одной границе «металл/диэлектрическое брэгговское зеркало». Именно здесь появился плазмон-поляритон Тамма.

Таблица. Основные этапы развития идей Тамма

Год	Понятие / результат	Физический смысл	Основная публикация	Ключевые учёные
1928	Комбинационное рассеяние света (Raman Scattering)	Экспериментально обнаружено изменение частоты света при взаимодействии с колебаниями кристаллической решётки	[18]	Л.И. Мандельштам, Г.С. Ландсберг
1930	«Кванты упругости» – будущие фононы	Квантовое описание упругих колебаний кристаллической решётки	[19]	И.Е. Тамм
1932	Поверхностные состояния Тамма (Surface Tamm States, STS / ПСТ)	Локализованные электронные состояния у поверхности периодического кристалла, где периодичность обрывается	[1]	И.Е. Тамм
1931–1936	Экситон Френкеля	Связанное электронно-дырочное возбуждение в кристалле; заложены основы представления об экситонах. Термин «фонон» также был введён Я.И. Френкелем	[21]	Я.И. Френкель
1950-е	Экситоны в полупроводниках	Экспериментальное обнаружение и исследование экситонных спектров в полупроводниковых кристаллах	[22]	Е.Ф. Гросс
1950	Связанные состояния света и колебаний решётки	Теоретически рассмотрены совместные электромагнитные и механические колебания ионного кристалла – важный шаг к современному представлению о поляритах	[23]	К.Б. Толпыго
1957–1958	Экситон-поляритоны	Развитие теории смешанных состояний света и экситонного возбуждения в кристалле	[24]	С.И. Пекар
1987	Фотонная запрещённая зона (Photonic Band Gap – PBG)	Диапазон частот, в котором распространение света в периодической диэлектрической структуре запрещено	[9, 10]	Э. Яблонович, С. Джон
1990	Экспериментальное наблюдение состояний Тамма в сверхрешётке	В специально сконструированной GaAs/AlGaAs-сверхрешётке наблюдалось электронное состояние, локализованное у «внутренней поверхности»	[11]	Х. Оно и коллеги
1995	Таммовские состояния на границе двух полупроводниковых сверхрешёток	Показано существование электронных состояний, локализованных на стыке двух периодических структур; непосредственная отправная точка для последующей идеи OTS	[12]	М.Р. Владимирова, А.В. Кавокин
2005	Оптические состояния Тамма (Optical Tamm States, OTS)	Световой аналог электронного состояния Тамма: локализованная оптическая мода на границе двух периодических диэлектрических структур	[13]	А.В. Кавокин, И.А. Шелых, Ж. Мальпюэш
2005	OTS для поляритонных лазеров	Предложено использовать оптические состояния Тамма при создании поляритонных лазеров	[14]	А.В. Кавокин, И.А. Шелых, Ж. Мальпюэш
2007	Интерфейсные фотонные состояния металл DBR	Показана возможность локализованного электромагнитного состояния на границе металла и диэлектрического брэгговского зеркала; промежуточный шаг от OTS к TPP	[15]	И.А. Шелых, М.А. Калитеевский, А.В. Кавокин и коллеги
2007	Плазмон-поляритон Тамма (Tamm plasmon-polariton, TPP)	Локализованная электромагнитная мода на границе металл DBR; может существовать при $k_{\parallel} = 0$ и возбуждаться при нормальном падении света	[16]	М.А. Калитеевский, И. Иорш, А.В. Кавокин, И.А. Шелых и коллеги
2008	Первое экспериментальное наблюдение TPP	Экспериментально обнаружен TPP в структуре GaAs/AlAs DBR Au; измерена параболическая дисперсия и малая эффективная масса	[17]	М.Е. Сасин, Р.П. Сейсян, М.А. Калитеевский, А.Ю. Егоров, А.П. Васильев, В.С. Михрин, А.В. Кавокин и коллеги
2008	Экспериментальное оптическое состояние Тамма	Экспериментально исследована локализованная оптическая мода в одномерной магнитофотонной структуре	[20]	А.В. Дорофеев, А.М. Мерзликин и коллеги

При этом необходимо особо подчеркнуть крайне важную особенность этой истории. На многих её этапах ведущие роли играли российские и советские физики. Л.И. Мандельштам и Г.С. Ландсберг исследовали взаимодействие света с колебаниями кристаллической решётки; И.Е. Тамм ввёл представление о квантах упругости и предсказал существование электронных поверхностных состояний; Я.И. Френкель заложил основы теории экситонов и ввёл термин

«фонон»; К.Б. Толпыго одним из первых теоретически описал связанные состояния электромагнитного поля и колебаний ионной решётки; С.И. Пекар развивал теорию экситон-поляритонов, а Е.Ф. Гросс получил важные экспериментальные подтверждения существования экситонов.

Приведённые примеры безусловно не умаляют роли и других российских учёных, не отмеченных в нашем обзоре. Тем не менее можно с уверенно-

стью говорить о существовании сильной научной школы физики твёрдого тела, сложившейся в нашей стране в 1950–1970-х годах.

В 2000-х годах эта традиция получила продолжение в лице А.В. Кавокина, М.А. Калитеевского, И. Иорша, И.А. Шелых и их коллег, теоретически описавших плазмон-поляритон Тамма, а затем М.Е. Сасина, Р.П. Сейсяна и их коллег, экспериментально подтвердивших существование этого состояния.

Безусловно нужно отметить, что эти работы выполнялись в широкой международной кооперации, и вклад зарубежных коллег был существенным. Именно поэтому правильнее говорить не о национальном приоритете всей работы, а о заметной роли российской физической школы в этой международной цепочке исследований.

Таким образом, история поверхностных состояний Тамма представляет собой редкий пример того, насколько долгой может оказаться жизнь фундаментальной научной идеи. Между теоретической работой Тамма 1932 года и экспериментальным наблюдением плазмон-поляритона Тамма в 2008 году прошло 76 лет. За это время изменились экспериментальная техника, материалы, методы расчёта и даже язык, которым физики описывают подобные явления. Но сама идея сохранилась: «...у границы, на которой нарушается периодичность системы, могут возникать особые локализованные состояния». Именно эта простая и чрезвычайно плодотворная идея связала работы нескольких поколений физиков и спустя десятилетия получила новое воплощение в современной фотонике и плазмонике.

Литература

1. Tamm I.E. On the possible bound states of electrons on a crystal surface. *Zeitschrift für Physik der Sowjetunion*, 1932, 1, 733. URL: https://elib.biblioatom.ru/text/tamm_sobranie-trudov_t1_1975/p216/.
2. Shockley W. On the Surface States Associated with a Periodic Potential. *Phys. Rev.* 56, 317. Published 15 August, 1939. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.56.317>.
3. Brattain W.H., Bardeen J. Surface Properties of Germanium. *Bell Syst. Tech. J.* 32, 1. 1953. URL: <https://www.worldradiohistory.com/Archive-Bell-System-Technical-Journal/50s/Bell-1953-Jan.o.pdf>.
4. Allen F.G., Gobeli G.W. Work Function, Photoelectric Threshold, and Surface States of Atomically Clean Silicon. 1962, *Phys. Rev.* 127, 150. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.127.150>.
5. Malkova N., Hromada I. et al. Transition between Tamm-like and Shockley-like surface states in optically induced photonic superlattices. *Phys. Rev. A* 80, 043806 – Published 8 October, 2009. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevA.80.043806>.
6. Kevan S.D. Evidence for a New Broadening Mechanism in Angle-Resolved Photoemission from Cu(111). *Phys. Rev. Lett.* 50, 526 (1983). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.50.526>.
7. Swanson L.W., Crouser L.C. Anomalous Total Energy Distribution for a Tungsten Field Emitter. *Phys. Rev. Lett.*, 1966, v16, num 10, p. 389–392. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.16.389>.
8. Feuerbacher B., Willis R.F. Photoionization Line Shape of the Surface State on W(100). *Phys. Rev. Lett.*, 1976, 37, 7, 446–450. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.37.446>.
9. Yablonovitch E. Inhibited Spontaneous Emission in Solid-State Physics and Electronics // *Physical Review Letters*. 1987. Vol. 58, No. 20. P. 2059–2062. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.58.2059>.
10. John S. Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices // *PRL*. 1987. Vol. 58. P. 2486. URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.58.2486>.
11. Ohno H., Mendez E.E., Brum J.A., Hong J.M., Agullo-Rueda F., Chang L.L., Esaki L. Observation of Tamm States in Superlattices. *Physical Review Letters*, Vol. 64, No. 21, pp. 2555–2558, 21 May 1990. URL: <https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.64.2555>.
12. Владимирова М.П., Кавокин А.В. // *Физика твёрдого тела*. 1995. Т. 37, вып. 7. С. 2163 *Phys. Solid State*. 1995. Vol. 37, No. 7. URL: <https://journals.ioffe.ru/articles/17042>.
13. Kavokin A.V., Shelykh I.A., Malpuech G. Lossless interface modes at the boundary between two periodic dielectric structures // *Physical Review B*. 2005. Vol. 72. P. 233102. DOI: [10.1103/PhysRevB.72.233102](https://doi.org/10.1103/PhysRevB.72.233102).
14. Kavokin A., Shelykh I., Malpuech G. Optical Tamm states for the fabrication of polariton lasers // *Applied Physics Letters*. 2005. Vol. 87. P. 261105. DOI: [10.1063/1.2136414](https://doi.org/10.1063/1.2136414).
15. Shelykh I.A., Kavokin A.V., Brand S., Abram R.A., Chamberlain J.M., Malpuech G. Interface photonic states at the boundary between a metal and a dielectric Bragg mirror // *Physica Status Solidi* A. WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim). V. 204, Issue 2, Pages 522–525. Published 01 February 2007. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/epdf/10.1002/pssa.200673231>.
16. Kaliteevski M., Iorsh I., Brand S., Abram R.A., Chamberlain J.M., Kavokin A.V., Shelykh I.A. Tamm plasmon-polaritons: Possible electromagnetic states at the interface of a metal and a dielectric Bragg mirror. *Physical Review B* 76, 165415, 2007. Received 4 February 2007; published 15 October 2007. URL: <https://journals.aps.org/prb/abstract/10.1103/PhysRevB.76.165415>.
17. Sasin M.E., Seisyan R.P., Kaliteevski M.A., Brand S., Abram R.A., Chamberlain J.M., Egorov A.Yu., Vasilyev A.P., Mikhlin V.S., Kavokin A.V. Tamm plasmon polaritons: Slow and spatially compact light // *Applied Physics Letters*, 2008, Vol. 92, 251112. DOI: [10.1063/1.2952486](https://doi.org/10.1063/1.2952486).
18. Landsberg G., Mandelstam L. Eine neue Erscheinung bei der Lichterzstreuung in Krystallen. *Naturwissenschaften*. 1928. Vol. 16. P. 557–558. DOI: <https://doi.org/10.1007/BF01506807>.
19. Тамм И.Е. О квантовой теории рассеяния света в твёрдых телах. 1930. URL: https://elib.biblioatom.ru/text/tamm_sobranie-trudov_t1_1975/.
20. Goto T., Dorofeenko A.V., Merzlikin A.M. et al. Optical Tamm States in One-Dimensional Magnetophotonic Structures. *Physical Review Letters*. 2008. Vol. 101. P. 113902. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.101.113902>.
21. Frenkel J. On the Transformation of Light into Heat in Solids. I. *Physical Review*. 1931. Vol. 37. P. 17–44. DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.37.17>.
22. Gross E.F., Karryjew I.A. The optical spectrum of the exciton. *Doklady Akademii Nauk SSSR*. 1952. Vol. 84. P. 471–474.
23. Tolpygo K.B. Physical properties of a rock salt lattice made up of deformable ions. *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki*. 1950. Vol. 20, No. 6. P. 497–509.
24. Pekar S.I. Theory of electromagnetic waves in a crystal with excitons. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*. 1958. Vol. 5, No. 1–2. P. 11–22. DOI: [https://doi.org/10.1016/0022-3697\(58\)90127-6](https://doi.org/10.1016/0022-3697(58)90127-6).

