

К 130-летию со дня рождения великого советского физика Игоря Евгеньевича Тамма.

Часть 5. Как были открыты плазмоны

Виктор Алексеев

Продолжаем серию статей о научном наследии Игоря Тамма.

В предыдущих статьях мы рассмотрели, как его идеи, изложенные в статьях 1930–1950-х годов, повлияли на развитие нового научного направления «плазмоники», изучающего взаимодействие света с электронами в металлах и эффекты локализации света в объёмах меньше его длины волны. В частности, мы разобрали некоторые темы: современные быстродействующие электрооптические модуляторы, поверхностные состояния Тамма, запрещённые фотонные зоны, фотонные кристаллы («Современная электроника» № 7–9, 2025), а также экситон-поляритоны и фонон-поляритоны («Современная электроника» № 4, 2026).

В этой статье мы расскажем о том, как научное предвидение Игоря Тамма позволило правильно прогнозировать именно те направления исследований, где были открыты объёмные и поверхностные плазмоны.

Плазмоны

Ещё ранние эксперименты (1930–1940 гг.) с быстрыми электронами, проходящими через тонкие металлические листы фольги, показали наличие характеристических потерь энергии, что потребовало теоретического объяснения в терминах коллективного отклика электронного газа [1].

Наиболее значимый вклад в разработку теории коллективных колебаний электронного газа в металлах внесли Дэвид Пайнс (David Pines) и Дэвид Бом (David Bohm).

Они исходили из того, что поведение электронного газа в металле нельзя удовлетворительно описать, рассматривая все электроны просто как независимые частицы, взаимодействующие друг с другом напрямую. При большом числе электронов главную трудность создают дальнедействующие кулоновские силы, из-за которых движение частиц оказывается сильно взаимосвязанным. Поэтому авторы предложили сначала выделить в системе не движение отдельных электронов, а коллективные колебания всей электронной среды. Именно эти согласованные колебания плотности заряда и составляют наиболее важную часть проблемы.

В работе, опубликованной в 1952 году, Пайнс и Бом анализировали поведе-

ние электронов в плотном электронном газе [2].

Авторы выяснили, что в целом при возбуждении электронный газ проявляет как коллективные свойства поведения частиц, так и их индивидуальные черты.

Они показали, что длинноволновые «коллективные моды» (Long Wavelengths), описывающие «плазменные осцилляции всей электронной системы» (Plasma Oscillations of the Entire System), доминируют при длинах волн $\lambda > \lambda_D$ (дебайевский радиус экранирования). При коллективных колебаниях каждый отдельный электрон испытывает небольшое периодическое возмущение своей скорости и положения из-за суммарного потенциала всех остальных частиц. Этот суммарный потенциал может быть относительно большим, поскольку значительный радиус действия кулоновского взаимодействия позволяет огромному количеству электронов вносить свой вклад в потенциал в данной точке. Одновременно экранирование электронных полей можно рассматривать как следствие кулоновского отталкивания, которое заставляет электроны оставаться на расстоянии друг от друга. В свою очередь, это приводит к дефициту отрицательного заряда в непо-

средственной близости от данного электрона.

С другой стороны, индивидуальные свойства проявляются в коротковолновых колебаниях (Short Wavelengths) отдельных частиц, когда длина волны меньше дебайевского радиуса ($\lambda < \lambda_D$). В этом случае преобладают двухчастичные столкновения (Two-Body Collisions). Моды отдельных частиц, связанные с тепловым движением электронов, включают в себя эффекты остаточной короткодействующей экранированной кулоновской силы, которая приводит только к двухчастичным столкновениям.

В этой статье 1952 года было сформулировано основное положение теории Бом – Пайнса (Bohm – Pines Dispersion Relation), заключавшееся в разделении мод колебаний электронного газа на коллективные и индивидуальные взаимодействия, которое послужило со временем фундаментом для всей дальнейшей теории плазмонов.

Через год Бом и Пайнс публикуют статью, в которой доводят свою идею до полноценной квантово-механической схемы.

Поскольку описание системы через флуктуации плотности неудобно для вычисления волновых функций и энергетических уровней, авторы переходят от качественной картины к гамильтонову формализму. Здесь был использован весь опыт и знания Дэвида Бом, опубликовавшего в 1951 году монографию, посвящённую классическому подходу к теории квантовой механики [3].

В своей статье авторы вводят специальное каноническое преобразование гамильтониана, которое переводит задачу в новое представление, позволившее выделить коллективные плазменные колебания в явном виде. В то же время поведение отдельных электронов можно было рассматривать независимым образом [4].

После такого преобразования остаются независимые коллективные продольные колебания всей электронной системы и отдельные электроны, сопровождаемые экранирующим их облаком. При этом между электронами преобладает короткодействующее экранированное взаимодействие, определяемое специальным параметром (Interelectronic Spacing). Следует обратить на эту математическую процедуру особое внимание, поскольку она фактически позволила вывести дальнедействующую часть взаимодействия в коллективные моды. Электрон в новом представлении ведёт себя не как «голая» частица, а как частица, «одетая» облаком коллективных возбуждений. Отсюда логически возникает поправка к эффективной массе электрона, учитывающая дополнительную инерцию. Они также получают поправку к частоте коллективных колебаний и показывают, что она становится зависящей от волнового вектора. Кроме того, в этом варианте коллективная часть гамильтониана принимает вид набора гармонических осцилляторов с плазменной частотой, превращая плазменное колебание в отдельный объект квантово-механического описания.

Также нужно отметить дополнительные условия, которые накладывают на волновую функцию для того, чтобы «индивидуальные» электронные координаты не могли повторно содержать параметры, уже включённые в коллективную часть. Это также было очень важным математическим элементом квантовой теории физики твёрдого тела.

Таким образом, можно сказать, что в статье 1952 года Бом и Пайнс рассматривают в основном физическую картину разделения колебаний в электронном газе на коллективные плазменные и индивидуальные электронные взаимодействия. В то же время в работе 1953 года приведена строгая квантово-механическая реализация этой картины, учитывая такие важнейшие моменты, как: каноническое преобразование; выделение коллективных координат; получение нового гамильтониана; введение дополнительных условий для экранировки, эффективной массы и спектра коллективных колебаний.

Нельзя не упомянуть события тех лет, которые коренным образом изменили судьбу Дэвида Бома. Он отказал-

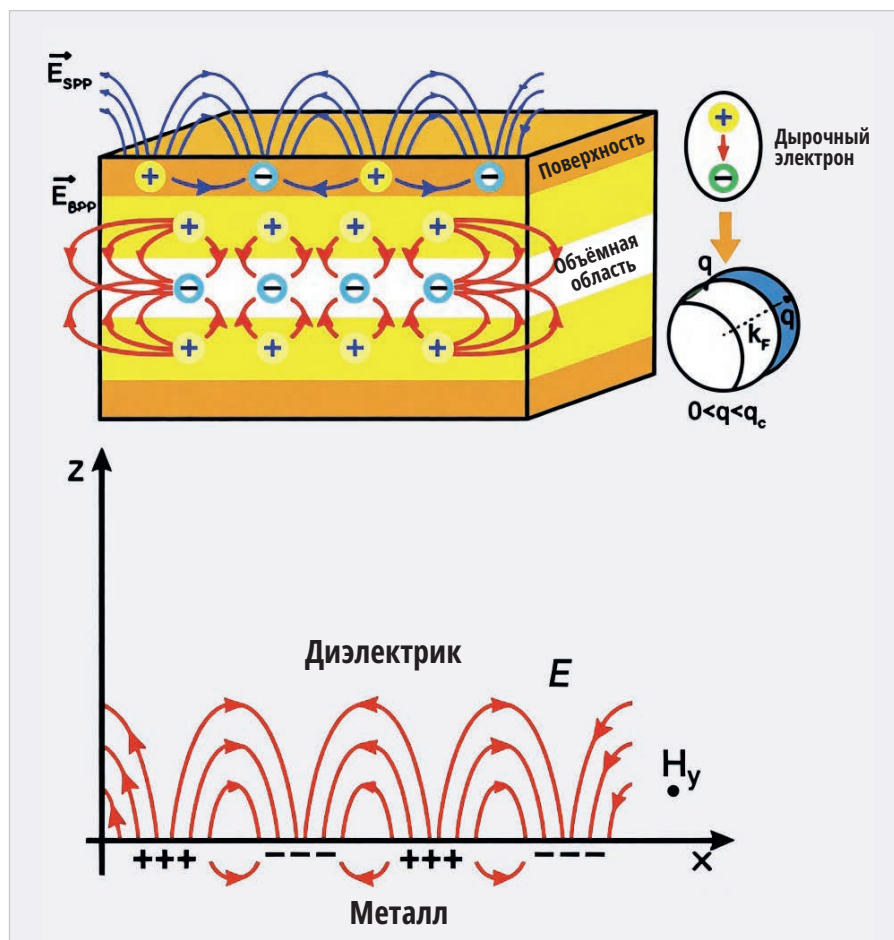


Рис. 1. Структурная схема формирования объёмных и поверхностных плазмонов в кристалле (объёмные возбуждения – верхний рисунок; поверхностные возбуждения – нижний рисунок)

ся давать показания против своего научного руководителя Дж. Роберта Оппенгеймера в комитете HUAC. Это было квалифицировано как оскорбление конгресса, Бом был уволен из Университета Принстона и вынужден был переехать сначала в Бразилию, потом в Великобританию.

В современном американском научном мире эта история расценивается как пример высокоморального поступка Бома, не предавшего своего учителя ради сиюминутной карьерной выгоды [5].

Уместно отметить, что Дэвид Бом является автором квантовой теории де Бройля – Бома со скрытыми переменными, решающей проблему измерения без коллапса волновой функции. В этой теории, являющейся основной детерминистической альтернативой «копенгагенской интерпретации квантовой механики», частицы имеют точные траектории, управляемые «пилотной волной функцией» [6].

Пайнс продолжил свою карьеру и стал профессором физики в Университете Пенсильвании (University of

Pennsylvania). Несмотря на то что в защиту Бома выступили его коллеги и даже сам Альберт Эйнштейн, Пайнс избегал публичной поддержки Бома из страха маккартистских репрессий. В 1956 году в журнале Physical Review была опубликована статья, подписанная только Пайнсом, в которой он, опираясь на их совместные с Бомом идеи, обобщает и развивает теорию «Bohm – Pines Dispersion Relation». (1951–1953 гг.) [7].

В этой работе отмечается, что коллективные колебания валентных электронов в твёрдом теле напоминают плазменные колебания в газовом разряде. Используя эту аналогию, Пайнс вводит новую квазичастицу «плазмон» (Plasmon). То есть сам автор определяет понятие плазмона как квант коллективных колебаний валентных электронов.

Пайнс сразу разделяет индивидуальные и коллективные энергетические потери (Individual Particle Energy Loss) и коллективные потери энергии (Collective Energy Loss). В этой интерпретации Plasmon (плазмон) – это не

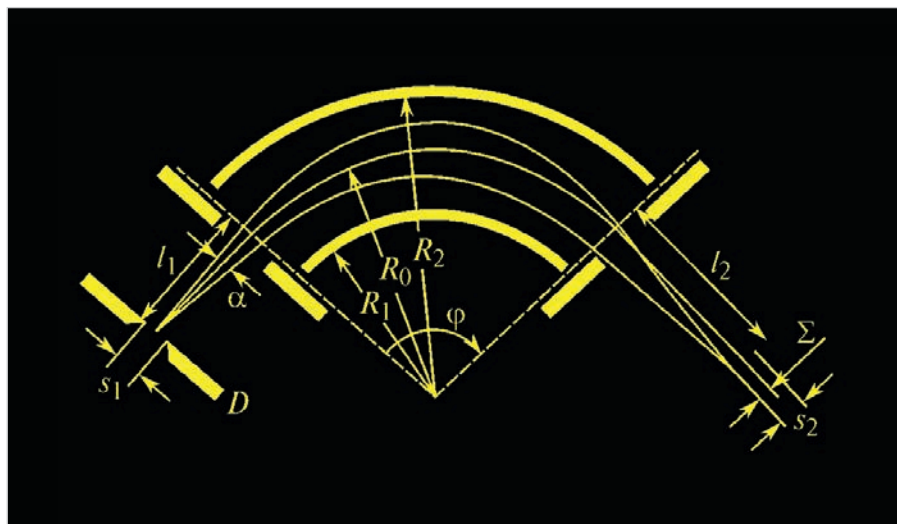


Рис. 2. Упрощённая структурная схема электростатического анализатора энергии (типа цилиндрического дефлектора), используемого для регистрации энергетических спектров электронов

просто удобный термин, а оператор перехода от одноэлектронного представления к коллективному описанию. При этом, благодаря согласованному кулоновскому взаимодействию, энергия передаётся не отдельному электрону, а коллективному возбуждению всей электронной системы.

Именно поэтому введение нового термина Пайнс использует как маркер новой элементарной квазичастицы твёрдого тела. Он даже специально оговаривает, что введение нового понятия требует серьёзного обоснования, и весь обзор дальше строит как доказательство того, что плазмон действительно можно считать хорошо определённой квазичастицей в большинстве твёрдых тел (рис. 1).

Используя этот подход, Пайнс рассмотрел два отдельных типа гамилтониана: один для коллективного взаимодействия (плазменные поля), а другой для индивидуальных частиц с короткодействующим потенциалом.

Он подчёркивает тот факт, что речь идёт не просто о «потере энергии», а о связи потери энергии с углом рассеяния, то есть о коллективном процессе возбуждения плазмонов.

Для сравнения теории с экспериментом Пайнс анализирует данные угловой зависимости энергетических потерь, опубликованные Ватанабе в 1956 году [8]. Эти результаты стали одним из первых прямых экспериментальных подтверждений коллективной природы потерь энергии электронов в твёрдых телах. В своей работе Ватанабе исследовал спектры энергетических потерь электронов (25 кэВ)

с помощью модифицированного анализатора Мёлленштедта (Möllenstedt Velocity Analyzer) [9].

На рис. 2 показана структурная схема цилиндрического дефлектора электростатического анализатора Мёлленштедта, где электронный пучок фокусируется вдоль всей длины щели.

Два изогнутых электрода с радиусами R1 и R2, между которыми создаётся радиальное электрическое поле, формирующее так называемую энергетическую призму. Входная щель S1 ограничивает пучок электронов, движущихся по дуге. Электроны с «правильной» энергией проходят строго по центральной траектории (радиуса R0) и фокусируются на выходной щели (S2). Электроны, потерявшие энергию, имели другую исходную энергию, отклонялись сильнее или слабее или «врезались» в пластины и не попадали в щель S2. Таким образом, на практике была реализована идея распределения электронов по энергии с высокой точностью в экспериментах по рассеянию в тонких плёнках.

Анализатор Мёлленштедта по праву считается одним из основных прообразов современного метода электронной спектроскопии энергетических потерь (Electron-Energy-Loss Spectroscopy – EELS).

Ватанабе стал первым, кто с помощью анализатора Мёлленштедта измерил дисперсионную зависимость плазменной частоты в реальных металлах, подтвердив предсказания теории Боме – Пайнса. Это был переход от качественных наблюдений к количественным измерениям $\omega_p(k)$.

Возвращаясь к обобщающей работе Пайнса, важно отметить, что при анализе зависимостей угла рассеяния от энергии электронов Пайнс указывает на два максимума в спектре энергетических потерь электронов энергиями около 15 и 30 эВ, соответствующие острым коллективным пикам и широким сглаженным пикам, обусловленным диффузионными особенностями спектра.

В итоге можно говорить, что физическая концепция плазмона сложилась в цикле работ Боме – Пайнса (1952–1953 гг.), а её четкая терминологическая фиксация была дана Пайнсом в обзоре 1956 года.

В современной физике плазмон обычно определяют как квант коллективного колебания электронной плотности.

Дальнейшее развитие теории и экспериментальной техники позволило определить основные свойства плазмона. Фактически именно в этот период возникло представление о плазмоне как о самостоятельной квазичастице твёрдого тела.

Было показано, что волна плазмона движется с определённой скоростью, определяемой как ω/k (k – волновой вектор в 1/нм). Одновременно с этим в «электронной жидкости» металла всегда есть электроны, которые, согласно распределению Максвелла, летят с такой же скоростью и гасят плазмонную волну. Циклическая частота объёмного плазмона отличается стабильностью и определяется как $\omega_p = \sqrt{4\pi n e^2 / m}$, где m и n – масса и концентрация электронов соответственно. В пределе малых волновых векторов (больших длин волн) ω_p слабо зависит от волнового вектора k , что делает её удобной константой для описания коллективных колебаний. Однако при учёте пространственной дисперсии частота начинает зависеть от k , и по мере приближения колебательной моды к поверхности эта зависимость становится определяющей. Оценочное время жизни плазмона τ , которое зависит от длины волны λ (нм), волнового вектора k (нм⁻¹) и механизма затухания (Landau Damping, e-e, e-ph), может составлять от 10 до 200 fs (фемтосекунда – 10⁻¹⁵ секунды).

Следующим важным шагом в развитии теории плазмонов стало понимание того, что на границе металла могут существовать не только объёмные плазмоны, но и поверхностные плазмоны.

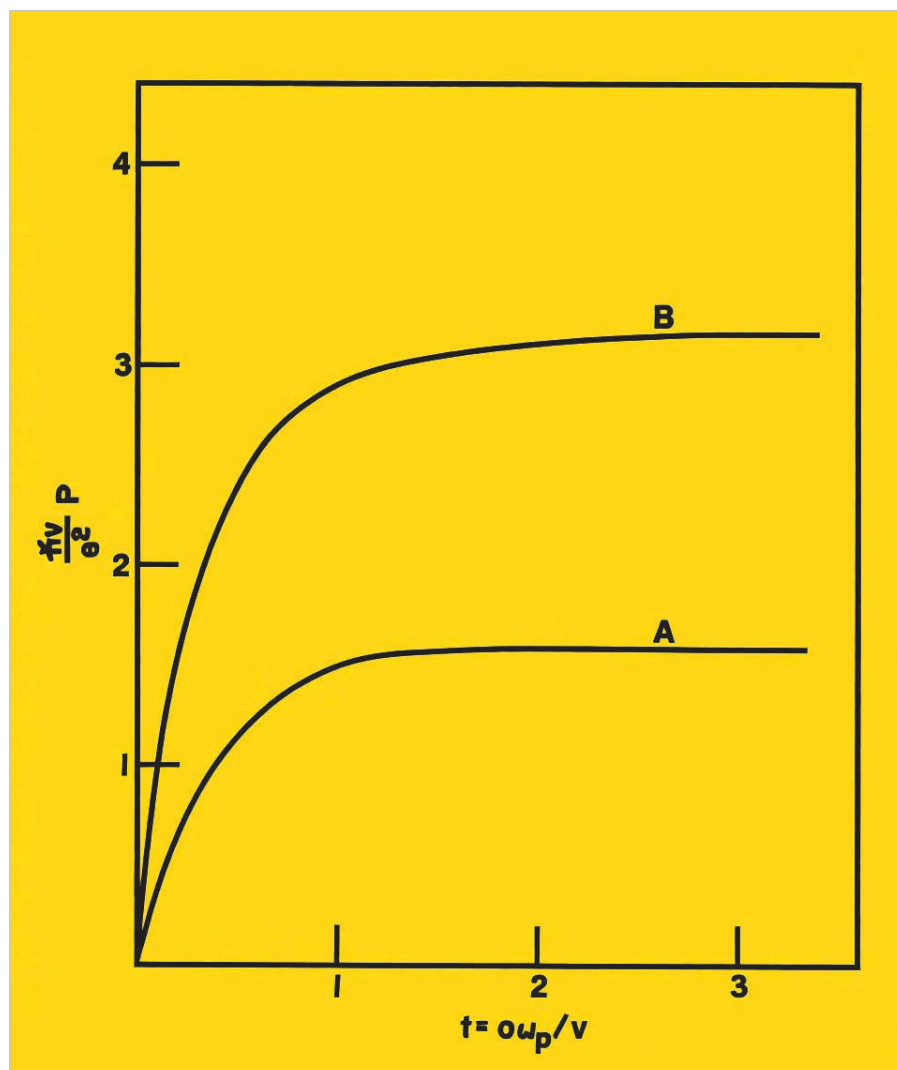


Рис. 3. Зависимость нормированной вероятности взаимодействия электрона от «приведённой» толщины алюминиевой фольги

ёмные, но и поверхностные коллективные колебания электронной плотности. Именно этот переход от объёмного плазмона к поверхностной моде был осуществлён в работе Руфуса Ритчи (Rufus Ritchie), который в 1957 году теоретически предсказал существование поверхностных коллективных мод электронной плазмы в тонких металлических плёнках. Благодаря этой работе позднее появилось современное понятие поверхностного плазмона [10].

В этой работе Ритчи теоретически исследовал угловое энергетическое распределение быстрых электронов, теряющих энергию в металлических фольгах толщиной порядка 10–100 нм.

Используя диэлектрическую теорию и гидродинамическую модель Блоха для ферми-газа электронов в плёнке с двумя поверхностями, он рассчитал потери энергии от электрона, проходящего через плёнку с учётом как объёмных, так и поверхностных коллектив-

ных мод. Такой подход позволил ему предсказать структуру спектра потерь, обусловленных поверхностными коллективными модами (Surface Collective Modes).

На рис. 3, взятом из оригинальной работы Р.Х. Ритчи, показана «нормированная вероятность взаимодействия $\hbar\nu/e^2$ » (Interaction Probability – P) в зависимости от толщины плёнки t , приведённой к характерному плазменному масштабу. На этом рисунке величина P, отложенная по вертикали, – это условная величина, показывающая, насколько «легко» электрон отдаёт энергию коллективным колебаниям электронного газа в плёнке.

На рис. 3 по горизонтали отложен безразмерный параметр $t = a\omega_p/\nu$, где a – толщина пленки; ω_p – объёмная плазменная частота; ν – скорость налетающего электрона. Фактически, t – это толщина, приведённая к характерному плазменному масштабу. То есть чем правее точка на графике, тем

«толще» плёнка с точки зрения плазменного отклика.

Кривая A показывает, что потери на обычной плазменной частоте обратно пропорциональны толщине плёнки. То есть тонкая плёнка хуже поддерживает обычный объёмный плазменный отклик, чем более толстые образцы.

Кривая B, соответствующая случаю «пониженной» плазменной частоты ($\omega_s \approx \omega_p/\sqrt{2}$), отражает рост вероятности потерь для пониженной энергии $\hbar\omega_p/\sqrt{2}$ электронов. Здесь ω_p – частота объёмного плазмона, определённая Пайнсом и Бомом. Кривая B лежит выше кривой A, то есть такой процесс может давать заметный вклад. Физический смысл здесь в том, что в тонкой плёнке электронный газ «чувствует» обе поверхности одновременно, и границы начинают активно влиять на коллективные колебания электронов. Практически Ритчи показал, что в массивном металле электроны проводимости могут коллективно колебаться на своей обычной плазменной частоте. В то же время, когда фольга становится очень тонкой, возникают граничные эффекты. При этом заряд на одной поверхности уже не является «независимым» от заряда на другой. Поэтому обычный плазменный отклик ослабляется и появляется дополнительный режим с более низкой частотой. То есть поверхности начинают определять электродинамику процесса. При некоторой толщине плёнки рост вероятности потерь замедляется, и обе кривые выходят на режим насыщения. Это означает, что при достаточно большой толщине влияние границ уже перестаёт значительно меняться, и поведение приближается к случаю «обычного объёмного металлического» образца.

Выводы Ритчи, сделанные в этой работе, фактически подводят к идее о том, что в тонкой плёнке могут существовать «поверхностно-обусловленные коллективные электронные колебания».

Таким образом, Ритчи показал, что в тонком металлическом слое границы раздела могут порождать дополнительные коллективные электронные возбуждения (Surface Collective Modes) с пониженной характерной частотой ω_s по сравнению с частотой объёмных плазмонов ω_p . Это был крайне важный момент в разработке теории поверхностных плазмонов.

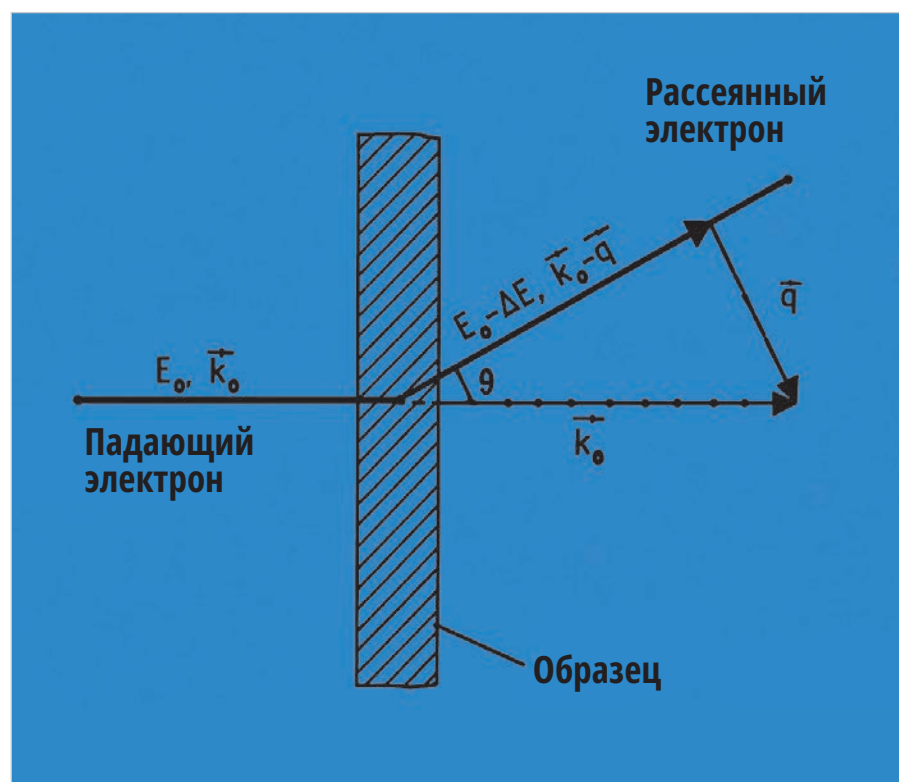


Рис. 4. Схема измерения энергетических потерь электронов в эксперименте «Powell & Swan – 1959»

Теория Ритчи о существовании поверхностных коллективных возбуждений была подтверждена в работе К.Дж. Пауэлла (C.J. Powell) и Дж.Б. Свона (J.B. Swan) [11].

В этой статье, опубликованной в журнале Physical Review, авторы измеряли спектры потерь энергии электронов с энергиями 760, 1000, 1520 и 2020 эВ. В эксперименте «Powell & Swan» электроны, образовавшиеся в катод, ускорялись фиксированным напряжением, формируя пучок с очень узким энергетическим разбросом, который направлялся на металлическую мишень (рис. 4).

В эксперименте Пауэлла и Свона (1959 г.) мишенями служили тонкие самоподдерживающиеся алюминиевые плёнки (Thin Aluminum Foils).

Плёнки изготавливались методом вакуумного напыления алюминия в виде гладких, однородных по толщине плёнок на подложку, которая затем растворялась. Толщина плёнок варьировалась от нескольких сотен до нескольких тысяч ангстрем (типично 100–1000 Å). Через такую мишень электроны могли пройти без критического поглощения, но при этом успевали взаимодействовать с коллективными модами (плазмонами).

При попадании на мишень часть электронов проходила её насквозь без

взаимодействия, формируя так называемый «пик нулевых потерь» (Zero Loss Peak – ZLP), представляющий собой самый интенсивный, первый пик в спектре EELS. Этот пик позволял оценить толщину образца и разрешение прибора.

Другая часть электронов при прохождении через мишень теряла энергию (ΔE) на возбуждение плазмонов или других коллективных мод. Вышедший из образца пучок попадал в энергоанализатор, который представлял собой аналог схемы Мёлленштедта, показанный на рис. 2.

Регистрация рассеянных электронов осуществлялась с помощью детектора на основе пластического сцинтиллятора и фотоумножителя (ФЭУ). Определение зависимости интенсивности счёта от положения щели (магнитного поля) позволила авторам формировать энергетические спектры потерь электронов для различной толщины плёнок (рис. 5).

В результате многочисленных измерений авторы выявили двенадцать пиков потерь в своих спектрах и установили, что каждый из них представляет собой суперпозицию двух типов «элементарных» потерь энергии: 10,3 эВ и 15,3 эВ (рис. 5). То есть весь наблюдаемый спектр потерь алюминия можно разложить на комбина-

ции двух фундаментальных потерь. Пик 15,3 эВ они отождествили с плазменным возбуждением в объёме алюминия (Bulk Plasmon), согласно работам Пайнса – Бома. В то же время пик 10,3 эВ обусловлен поверхностными плазмонами Ритчи (Surface Plasmon).

Важным было то, что при уменьшении толщины плёнки положение и относительная интенсивность низкоэнергетического пика 10,3 эВ заметно менялись, тогда как поведение 15,3 эВ пика оставалось более объёмным. Это явилось ярким доказательством того, что два пика имеют разную физическую природу: один объёмную, другой поверхностную.

В следующей своей статье Пауэлл и Свон получили аналогичные результаты для магния [12]. Затем Пауэлл продолжил работу на сплавах Al–Mg и Al–Cu, в которой показал, что если пики действительно имеют коллективную природу, то при изменении состава сплава их энергии должны меняться не скачком, а непрерывно, вместе с электронной структурой и эффективной концентрацией свободных электронов.

Важным завершением этого цикла стала работа Пауэлла, в которой было продемонстрировано, что поверхностное окисление быстро приводит к исчезновению низкоэнергетических потерь у Al и Mg, тогда как объёмный пик сохраняется по-другому. Это было практически прямым доказательством, что пик с низким уровнем энергии расположен именно на поверхности и чрезвычайно чувствителен к её состоянию [13].

В описанном цикле работ Пауэлл и Свон не просто «замерили» энергетические потери в тонких металлических плёнках, а провели и досконально описали параметрический эксперимент, предоставив возможность другим лабораториям убедиться в достоверности полученных ими результатов. Эта работа легла в основу стандарта для всех будущих EELS-исследований твёрдых тел.

Методика измерений, которую использовали в своих экспериментах Пауэлл и Свон, постоянно модернизировалась и оформилась со временем в отдельное направление, получившее общее название «Transmission Electron Microscopy – TEM». Использование компьютерной техники и машинной обработки результатов измерений привели к созданию в кон-

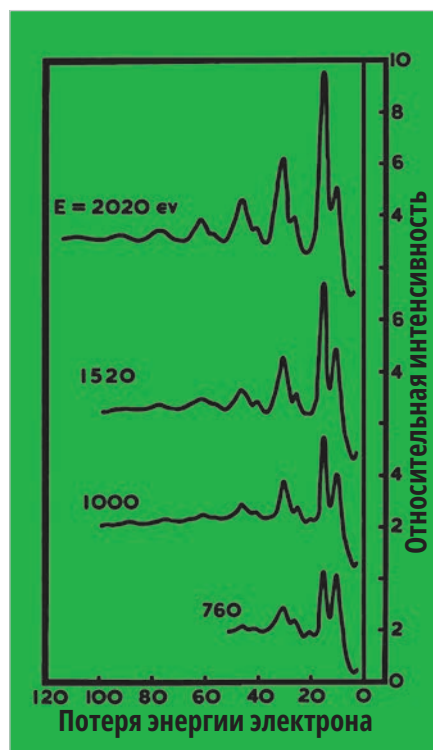


Рис. 5. Характеристические потери энергии электронов для входящих пучков 760, 1000, 1520, 2020 эВ

це 1990-х современной методики EELS, которая позволяет определять химический состав, электронную структуру (плотность незанятых состояний) и структуру плазмонов с высокой точностью. Подробное описание различных модификаций современных установок EELS приведено в работе [14].

Развивая идеи Ритчи, физики-теоретики Е. Стерн и А. Феррелл в 1960 году предложили квантово-теоретическое описание поверхностных плазмонных колебаний вырожденного электронного газа, используя «модель желе» (Jellium Model). Эта фундаментальная квантово-механическая модель однородного электронного газа описывает систему взаимодействующих электронов, движущихся на фоне однородного положительно заряженного фона, который нейтрализует заряд электронов. В упрощённом варианте здесь ионная решётка как бы «размазана» в виде равномерного положительно «желе» (Jellium), в котором свободны движутся электроны.

Такой подход позволил обобщить идеи Боме – Пайнса и Ритчи путём упрощённого описания плазмонов без учёта сложной атомной структуры. При этом органично вводятся такие базовые понятия, как, например, объёмные и поверхностные плазмоны и плазменная частота.

Необходимо подчеркнуть, что именно в этой работе было дано одно из первых строгих квантово-теоретических описаний поверхностного плазмона как кванта поверхностных плазмонных колебаний. Иными словами, Е. Стерн и А. Феррелл превратили эффект Ритчи из гипотезы в строгую теорию, подтверждённую экспериментальными данными Свона и Пауэлла.

Фактически, Е. Стерн и А. Феррелл разработали основы общей теории поверхностных плазмонных колебаний (Surface Plasma Oscillations) в рамках модели вырожденного электронного газа с учётом граничных условий на поверхности металла [15].

Для поверхностных плазмонов на границе раздела сред (SP) колебания электронной плотности ограничены тонким слоем поверхности фольги (геометрия 2D).

Естественным следующим шагом в исследованиях плазмонов стало рассмотрение аналогичных процессов в ещё более ограниченном пространстве. Одной из наиболее значимых работ по этой тематике стала монография Уве Крейбига и Михаэля Фольмера, в которой рассмотрены основные свойства и дисперсионные соотношения плазмонных мод металлических частиц с размерами несколько нанометров. Для описания этих мод авторы использовали термин «Localized Surface Plasmons – LSP» (локализованные поверхностные плазмоны), описывающий коллективные колебания электронного газа в металлических наночастицах. Благодаря этой книге термин LSP получил широкое распространение в научной литературе.

Современный взгляд на оптические свойства металлических наночастиц был изложен в работе Лэнса Келли (Lance Kelly) и соавторов [16].

В этой статье, в частности, подробно проанализированы проблемы влияния размера, формы и окружающей диэлектрической среды на образование локализованных поверхностных плазмонов в наночастицах Ag и Au. Подробно рассмотрены методы расчёта сечений поглощения и рассеяния, а также других оптических характеристик LSP для сферических и несферических наночастиц.

На рис. 6, взятом из этой работы, показана наиболее простая форма LSP, представляющая собой дипольную локализованную моду на металлической наночастице-сфере.

Механизм возникновения LSP можно в первом приближении описать следующим образом. Внешнее поле смещает электронное облако относительно положительно ионного остова. В то же время на противоположных сторонах частицы возникает разделение заряда. Таким образом, световая волна заставляет облако свободных электронов в наночастице смещаться относительно положительных ионов кристаллической решётки. В какой-то момент возникает возвращающая сила, притягивающая электроны обратно. То есть процесс напоминает вынужденные колебания пружины. При определённой резонансной частоте амплитуда этих колебаний становится максимальной. Этот эффект носит название «Localized Surface Plasmon Resonance – LSPR» (локализованный поверхностный плазмонный резонанс – ЛППР). Явление LSPR подробно описано в работе [17].

Характерной особенностью ЛППР является очень большое усиление локального электромагнитного поля (до 10 000) на резонансной частоте. Коэффициент усиления, частота максимального поглощения и другие параметры ЛППР зависят от размера и формы металлических наночастиц, а также показателя преломления.

Важно подчеркнуть, что LSP не является бегущей поверхностной волной, а представляет собой локализованное коллективное колебание электронов на замкнутой поверхности частицы. Кроме того, LSP не следует ассоциировать с люминесценцией полупроводниковых квантовых точек при облучении внешним УФ, поскольку это совершенно разные физические явления.

Современная физика твёрдого тела определяет LSP как коллективное колебание электронов, ограниченное геометрией нанообъекта, с размером меньшим, чем длина волны возбуждающего ЭМИ, или сопоставимым с этой длиной. Наряду с этим локализованные плазмонные моды в металлических наночастицах обычно рассматривают как отдельный класс локализованных возбуждений, отличных от распространяющихся поверхностных мод на плоской границе [18].

Более подробно свойства локализованных поверхностных плазмонов, с учётом публикаций начала 2000-х, приведены в статье [19].

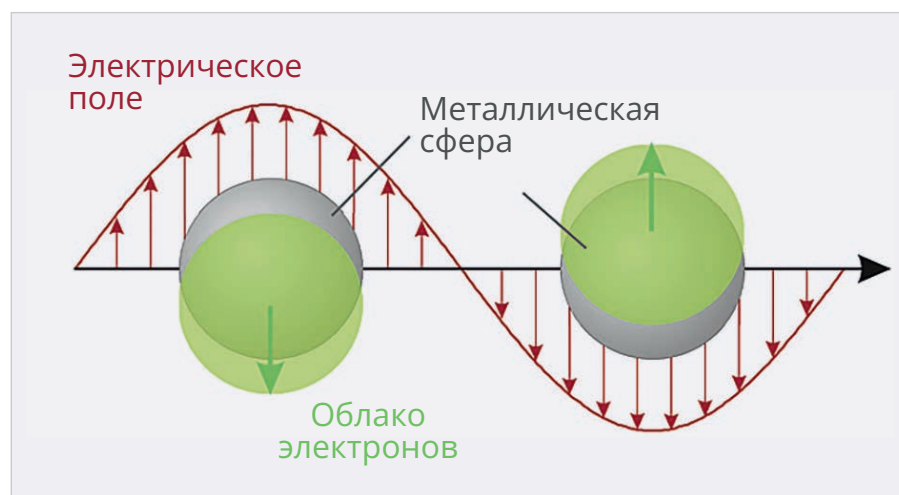


Рис. 6. Смещение зарядового облака электронов проводимости относительно ядер в локализованном поверхностном плазмоне

Таким образом, к началу 1960-х годов сложилась полная теоретическая и экспериментальная картина существования объёмных и поверхностных плазмонов, подтверждённая работами ключевых авторов того периода.

На следующем этапе исследований органически возник вопрос, нельзя ли попытаться возбуждать такие коллективные моды с помощью света? Этот вопрос мы рассмотрим в следующей статье.

Литература

1. Ruthemann G. Naturwissenschaften. Diskrete Energieverluste schneller Elektronen in Festkörpern. Kurze Originalmitteilungen. Volume 29, page 648, (1941). URL: <https://link.springer.com/article/10.1007/BF01485870>.
2. Pines D., Bohm D. A Collective Description of Electron Interactions: II. Collective vs Individual Particle Aspects of the Interactions. Physical Review. 1952. iss. 85. 338. URL: <https://journals.aps.org/pr/abstract/10.1103/PhysRev.85.338>.
3. Bohm D. Quantum Theory. URL: <https://www.amazon.com/Quantum-Theory-Dover-Books-Physics/dp/0486659690>.
4. Bohm D., Pines D. A Collective Description of Electron Interactions: III. Coulomb Interactions in a Degenerate Electron Gas. Physical Review, v 92, n 3, 1953. URL: <http://users.df.uba.ar/bragas/Web%20roberto/Papers/pines.pdf>.
5. Graham E. A Scholar Finally Gets His Due: David Bohm. Princeton Alumni weekly. URL: <https://paw.princeton.edu/article/scholar-finally-gets-his-due-david-bohm>.
6. Bohmian Mechanics. Stanford Encyclopedia of Philosophy Archive. URL: <https://plato.stanford.edu/archives/fall2016/entries/qm-bohm/>.
7. Pines D. Collective Energy Losses in Solids. Reviews of Modern Physics, 1956, Vol. 28, No. 3, pp. 184–198. URL: <https://ethz.ch/content/dam/ethz/special-interest/mavt/process-engineering/omel-dam/documents/handouts/pines.pdf>.
8. Watanabe H. Experimental Evidence for the Collective Nature of the Characteristic Energy Loss of Electrons in Solids. Studies on the Dispersion Relation of Plasma Frequency. Journal of the Physical Society of Japan, 1956, Vol. 11, No. 2, pp. 112–119, DOI: 10.1143/JPSJ.11.112. URL: <https://journals.jps.jp/doi/abs/10.1143/JPSJ.11.112?mobileUi=0>.
9. Möllenstedt G., Bayh W. Characteristics of the Möllenstedt Electron Velocity Analyzer. J. Appl. Phys. 37, 1737 (1966). URL: https://pubs.aip.org/aip/jap/article-pdf/37/4/1737/18337155/1737_1_online.pdf.
10. Ritchie R. Plasma Losses by Fast Electrons in Thin Films. Phys. Rev. 106, 874, 1957. URL: <https://ethz.ch/content/dam/ethz/special-interest/mavt/process-engineering/omel-dam/documents/handouts/rh-ritchie.pdf>.
11. Powell C.J., Swan J.B. Origin of the Characteristic Electron Energy Losses in Aluminum. Physical Review, 1959, Vol. 115, No. 4, pp. 869–875. URL: <https://ethz.ch/content/dam/ethz/special-interest/mavt/process-engineering/omel-dam/documents/handouts/cj-powell.pdf>.
12. Powell C.J., Swan J.B. Origin of the Characteristic Electron Energy Losses in Magnesium. Physical Review, 1959, Vol. 116, No. 1, pp. 81–83. URL: <https://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.116.81>.
13. Powell C.J. Effect of Oxidation on the Characteristic Loss Spectra of Aluminum and Magnesium. Physical Review, 1960, Vol. 118, No. 3, pp. 640–643. URL: https://electronicsandbooks.com/edt/manual/Magazine/P/Physical%20Review/Physical%20Review%201960-1962/root/data/PhysRev%201960-1962/pdf/PR/v118/i3/PR_v118_p640_1.pdf.
14. Bugnet M. et al. Current opinion on the prospect of mapping electronic orbitals in the transmission electron microscope: State of the art, challenges and perspectives. Journal of Microscopy, 295, 217–235. URL: <https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1111/jmi.13321>.
15. Stern E.A., Ferrell R.A. Surface Plasma Oscillations of a Degenerate Electron Gas. Physical Review, 1960, Vol. 120, No. 1, pp. 130–136. URL: <https://doi.org/10.1103/PhysRev.120.130>.
16. K. Lance Kelly, Eduardo Coronado, Lin Zhao, George C. Schatz. The Optical Properties of Metal Nanoparticles: The Influence of Size, Shape, and Dielectric Environment // The Journal of Physical Chemistry B, Vol 107, Issue 3. 668–677. URL: <https://pubs.acs.org/doi/10.1021/jp026731y>.
17. Kathryn M. Mayer, Jason H. Hafner. Localized Surface Plasmon Resonance Sensors // Chemical Reviews, 2011, 111, 6, 3828–3857. URL: <https://doi.org/10.1021/cr100313v>.
18. Maier S.A., Atwater H.A. Plasmonics: Localization and guiding of electromagnetic energy in metal/dielectric structures // Journal of Applied Physics, 2005, Vol. 98, 011101. URL: <https://doi.org/10.1063/1.1951057>.
19. Xiaofeng Fan et al. Light scattering and surface plasmons on small spherical particles // Light: Science & Applications (2014) 3, e. 179. URL: <https://www.nature.com/articles/lsa201460>.