УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

535.215

НЕЛИНЕЙНЫЙ ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ЭФФЕКТ В МЕТАЛЛАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

С. И. Аңисимов, В. А. Бендерский, Д. Фаркаш

СОДЕРЖАНИЕ

1.	Введение	18 5
2.	Экспериментальное исследование нелинейной фотоэмиссии из металлов в ва-	
	куум под действием наносекундных лазерных импульсов	187
З.	Экспериментальное исследование нелинейной фотоэмиссии из металлов в	
	растворы электролитов	195
4.	Экспериментальное исследование электронной эмиссии из металлов в вакуум	
	под действием пикосекундных лазерных импульсов	201
5.	Теория нелинейного фотоэлектрического эффекта	210
ĮЦ	итированная литература	221

1. ВВЕДЕНИЕ

Начавшееся в 60-е годы широкое использование лазеров в различных областях экспериментальной физики открыло новые возможности для решения целого ряда принципиальных задач. Достаточно отметить исследование многофотонных процессов в атомах и молекулах¹, новые идеи в области управляемого термоядерного синтеза ²⁻⁴, лазерные методы разделения изотопов ^{5,6}, лазерные методы исследования в физике твердого тела ⁷⁻⁹. Среди последних значительный интерес представляет изучение многофотонных процессов в твердых телах и в особенности работы по нелинейному фотоэлектрическому эффекту. Обзору современного состояния исследований в этой области посвящена настоящая статья.

Первые оценки эффективности электронной эмиссии из металла с поглощением двух квантов были опубликованы задолго до изобретения лазера ¹⁰. Однако возможность экспериментального наблюдения этого эффекта появилась лишь после создания достаточно мощных лазеров. При этом выяснилось, что, кроме высокой интенсивности света, для наблюдения двухфотонной эмиссии необходима соответствующая методика

> © Главная редакция физико-математической литературы издательства «Наука», «Успехи физических наук», 1977 г.

эксперимента, позволяющая устранить эмиссионные токи, обусловленные другими механизмами. Первое сообщение¹¹ о наблюдении фототока, пропорционального квадрату интенсивности света, было опубликовано в. 1964 г. Использованная в этой работе методика не давала возможности наблюдать процессы более высокого порядка по интенсивности. Значительно более эффективной оказалась методика, предложенная в работе¹², позволившая исследовать фотоэмиссию с поглощением трех и более квантов. Результаты этих экспериментов оказались в удовлетворительном согласии с первыми теоретическими расчетами вероятности многофотонного фотоэффекта¹³⁻¹⁵. Несколько более поздние измерения абсолютных значений квантового выхода для двух- и трехфотонного процесса¹⁶ также подтвердили качественную правильность теоретических расчетов.

Перечисленные работы являются характерными для первого этапа изучения многоквантового фотоэффекта. На этом этапе основной задачей было наблюдение эффекта и фактически не ставился вопрос о детальном исследовании таких важных характеристик явления, как угловое и энергетическое распределение эмиттированных электронов, временные, спектральные, пороговые и поляризационные зависимости фототока. Сопоставление теоретических и экспериментальных результатов сводилось в. основном к сравнению люкс-амперных характеристик и абсолютных величин фототока. Достаточно подробный обзор исследований, относящихся к этому этапу, можно найти в работах ^{9, 17, 18}.

В настоящей статье основное внимание уделяется исследованиям. выполненным в последние годы и содержащим, в частности, анализ перечисленных выше характеристик эмиссионного тока. Хотя такие исследования представляют очевидный интерес и, как показывают работы пообычному, одноквантовому фотоэффекту ¹⁹, позволяют получить важную информацию о структуре, электронном спектре и свойствах поверхностных слоев твердых тел, соответствующие эксперименты в многофотонном случае оказываются достаточно сложными. Одним из препятствий при постановке количественных экспериментов является малая величина фототока и связанная с этим необходимость использовать лазерные импульсы большой мощности. Практически неизбежное в таких условиях нагревание фотокатода приводит к возникновению термоэлектронной эмиссии, которая затрудняет исследования тонких деталей фотоэффекта. Как показывает анализ, тепловые эффекты являются препятствием для наблюдения фотоэмиссии достаточно высокого порядка. Вопрос о конкуренции между процессами фотоэмиссии и термоэмиссии впервые обсуждался в работе ²⁰. Однако достаточно полный его анализ был проведен позже^{21, 22} и не нашел отражения в опубликованных обзорах. Постановка и результаты экспериментов по многофотонной эмиссии в вакуум вместе с качественным анализом условий наблюдения фотоэффекта на фоне термоэлектронной эмиссии описаны в гл. 2 статьи.

Весьма интересным направлением исследований. быстро развивающимся в последние годы, является изучение фотоэффекта в предельно сильных электрических полях. Теория предсказывает в этом случае зависимость эмиссионного тока от напряженности поля, характерную для автоэлектронной эмиссии ^{15, 23, 24}. Экспериментальное изучение вопроса требует устранения тепловых эффектов, что в значительной степени может быть достигнуто путем перехода к ультракоротким лазерным импульсам. Первые такого рода эксперименты, выполненные с использованием цуга пикосекундных импульсов, описаны в работах ^{25, 26}. В этих и последующих работах была детально изучена люкс-амперная характеристика при интенсивностях в падающем пучке до десятков Гет/см². Были обнаружены значительные отклонения от стандартного степенно́го закона, наблюдаемого в области умеренных интенсивностей. Вопрос об интерпретации этих отклонений оказывается достаточно сложным; мы обсудим его в гл. 5.

Еще одним интересным вопросом, также практически не освещенным в обзорной литературе, является исследование многофотонного фотоэффекта на границе металл — электролит. При работе с электролитами возникает важная возможность изменять в широких пределах работу выхода, оставляя неизменными другие параметры эксперимента. Это создает удобные условия для проверки существующих теоретических представлений о механизмах фотоэмиссии. Детальному описанию постановки экспериментов по многофотонной эмиссии в электролит и анализу экспериментальных результатов посвящена гл. 3 обзора.

В настоящей статье мы не останавливаемся на ряде важных вопросов, включение которых не позволило бы сделать обзор достаточно подробным. Сюда относятся прежде всего вопрос о статистических характеристиках нелинейной фотоэмиссии и различные аспекты практического применения нелинейного фотоэффекта. Некоторые сведения по этим вопросам содержатся в обзорной статье ⁹.

2. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ФОТОЭМИССИИ ИЗ МЕТАЛЛОВ В ВАКУУМ ПОД ДЕЙСТВИЕМ НАНОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

В первых экспериментах, выполненных различными авторами в 1963—1965 гг. ²⁷⁻³⁰, наблюдалась эмиссия электронов с поверхности металлических мишеней под действием импульсов лазеров, работающих в режиме свободной генерации, когда импульсы света имели длительность \sim 1 *мсек* при средней мощности \sim 10 квm и состояли из набора случайных нерегулярных пичков. Возникновение эмиссии было объяснено нагреванием мишени светом, а из-за «пичковости» импульсов количественные результаты не были получены. Для проведения количественных измерений требовались импульсы с хорошо измеримыми временными и спектральхарактеристиками, контролируемым распределением интенсивными ности излучения по площади светового пучка и регулируемой пиковой. интенсивностью. Такие импульсы, часто называемые гигантскими, могут быть получены при работе лазеров в режиме модуляции добротности. Форма импульсов близка к гауссовой с полушириной ~ 10⁻⁸ сек, а никовая мощность составляет в типичном случае 10⁸ вт/см². Импульсы рубинового лазера с такими характеристиками использовались в первых работах Рэди ³¹, который на основании измерений тока с поверхности вольфрамовых мишеней пришел к выводу о термоэмиссионной природе эффекта. Несколько позже Нехт³² в близких экспериментальных условиях получил результаты, которые не удалось объяснить исключительно нагревом мишени.

На дальнейшие систематические измерения электронной эмиссии значительное влияние оказали результаты теоретического исследования многофотонного фотоэффекта. Теоретический анализ позволил установить условия, при которых многоквантовая фотоэмиссия может быть надежно идентифицирована экспериментально. Остановимся прежде всего на характерных признаках, отличающих фотоэмиссию от термоэлектронной эмиссии.

а) В отличие от термотока, фототок пропорционален *n*-й степени ин-тенсивности света,

$$j_n = \eta_n I^n, \tag{1}$$

1≭

где η_n — вероятность *n*-фотонного фотоэффекта. Порядок фотоэффекта *n* может быть определен из экспериментальных данных и сравнен с теоретическим значением

$$n = \left\langle 1 + \frac{A}{\hbar\omega} \right\rangle$$
,

где A — работа выхода из металла и скобки $\langle x \rangle$ означают целую часть числа x. Совпадение ожидаемого значения n с найденным экспериментально служит важным доказательством фотоэмиссионной природы измеряемого тока.

б) Поскольку при фотоэлектрическом эффекте выход электронов при попадании фотонов на катод происходит безынерционно, отсутствует запаздывание импульса тока относительно импульса лазера. При этом вследствие нелинейности люкс-амперной характеристики импульс фототока должен быть короче, чем импульс лазера. Например, при гауссовой форме последнего длительность t_j импульса фототока связана с длительностью t_0 лазерного импульса соотношением

$$t_j = \frac{t_0}{\sqrt{\bar{n}}}.$$

В случае термоэмиссии форма импульса тока определяется изменением со временем температуры мишени. Максимум импульса тока запаздывает относительно максимума лазерного импульса, его длительность превышает t_0 , а форма спада определяется теплофизическими свойствами материала мишени (см. ⁸, ³⁰).

в) Хорошо известно, что поверхностный фотоэлектрический эффект является типичным векториальным явлением. Величина тока определяется компонентой электрического поля волны, нормальной к поверхности, и резко зависит от углов падения и поляризации света. При многофотонной фотоэмиссии эта зависимость является весьма резкой:

$$j_n \sim \mathscr{E}_z^{2n} \sim \sin^{2n} \theta \sin^{2n} \varphi,$$

где θ — угол падения и φ — угол поляризации относительно плоскости падения. При объемном фотоэффекте зависимость фототока от углов падения и поляризации связана с *n*-й степенью поглощаемой в металле мощности, хотя и несколько от нее отличается (см. ниже, гл. 5). С другой стороны, ток термоэлектронной эмиссии полностью определяется температурой поверхности металла, которая в свою очередь зависит от поглощаемой мощности. Таким образом, измерения угловой и поляризационной зависимостей эмиссионного тока позволяют отличить многофотонный поверхностный фотоэффект от объемного и последний — от термоэмиссии.

г) Энергетическое распределение эмиттируемых электронов при фотоэффекте резко отличается от максвелловского распределения, имеющего место при термоэмиссии. В первом случае максимум распределения близок к наибольшей энергии эмиттируемых электронов

$$E_{\max} = n\hbar\omega - A$$

и не зависит от интенсивности света и времени, тогда как во втором — пропорционален температуре поверхности и изменяется со временем.

Перечисленные различия в свойствах многофотонного и термоэмиссионного токов дают принципиальную возможность наблюдения нелинейного фотоэффекта на фоне термоэмиссии. Необходимое для количественных экспериментов снижение термоэмиссионного фона может быть достигнуто различными путями. Обсудим наиболее часто используемые способы.

1) Уменьшения термотока можно достичь снижением интенсивности лазерного луча. В этом случае, однако, фототок, пропорциональный п-й степени интенсивности, также оказывается чрезвычайно малым, что затрудняет его наблюдение. Практически таким способом удается исследовать только

двухквантовый фотоэффект, причем в экспериментально наблюдаемый ток определенный вклад вносит одноквантовый процесс, идущий за счет температурного хвоста в распределении Ферми 11. Остановимся на этом вопросе несколько подробнее. Различные вклады в эмиссионный ток показаны на рис. 1. Для однофотонной эмиссии в вакуум при $kT \ll A - \hat{\hbar} \omega$ имеет место соотношение

$$j_1 = 2\eta_1 \left(\frac{kT}{A - h\omega}\right)^2 \exp\left(\frac{\hbar\omega - A}{kT}\right), \qquad (2)$$



Рис. 1. Электронная эмиссия из металла с поглощением одного и двух фотонов.

где η_1 — квантовый выход однофотонного процесса. Температура поверхности мишени при постоянной во времени дазерной интенсивности не превосходит величины

$$T_{\max} = bI \sqrt{t_0}, \qquad b = \frac{1-R}{\sqrt{\pi \chi c_0}}, \qquad (3)$$

где с, Х и р -- соответственно теплоемкость, теплопроводность и плотность металла и R — коэффициент отражения поверхности. На рис. 2



Рис. 2. Люкс-амперные характеристики одноквантового фотоэффекта при различных зна-

чениях A — ћш (эв): 1-0,42 ге, 2-0,32 ге, 3-0,22 ге. Штриховой липией показана харак-теристика двухфотонного фотоэф-фекта.

показаны рассчитанные по формулам (2) и (3) люкс-амперные характеристики однофотонного тока, связанного с хвостом распределения Ферми, при различных значениях A — ħω. Расчет выполнен при типичных для металлов значениях $\eta_1 = 2 \cdot 10^{-4} \ a/em$, $b = 0.3 \ rpa\partial \cdot cm^2/em \cdot ce\kappa^{1/2}$ и $t_0 = 10$ нсек. Легко видеть, что вклад j₁ экспоненциально падает с ростом A — ħω, а люкс-амперная характеристика является сверхлинейной из-за роста температуры. Вычисляя, далее, ток двухфотонной эмиссии и составляя отношение \hat{j}_2/j_1 , можно убедиться, что область интенсивностей, в которой j₂ > j₁, ограни-чена сверху и снизу. Величина области уменьшается с уменьшением А — ћо и при $A - \hbar \omega \leqslant 0.3$ эв наблюдение двухфотонного фотоэффекта становится практически невозможным. Строгий расчет фототоков более высоких порядков с учетом нагревания мишени, который мы приведем в гл. 5, показывает, что даже при оптимальных условиях наблюдение фототоков с n>6 становится практически невозможным из-за тепловых эффектов.

2) Термоток можно уменьшить путем уменьшения поглощаемой на катоде мощности за счет использования углов падения,

близких к 90°. В этом случае отражательная способность плоской металлической поверхности очень высока и для таких металлов, как золото и серебро, может достигать 98 — 99%. Этим способом удается существенно снизить нагревание катода, обеспечивая одновременно возможность наблюдения нелинейного поверхностного фотоэффекта, связанного с нормальной к поверхности металла компонентой электрического поля волны.

3) При заданной лазерной интенсивности температуру мишени можно снизить путем уменьшения длительности лазерного импульса. Эта возможность, предложенная в работе²⁰, практически сводится к переходу от обычных гигантских импульсов длительностью порядка 10 нсек к ультракоротким импульсам, генерируемым в режиме самосинхронизации мод и имеющим длительность порядка 10 псек. При столь малых длительностях облучения удается избежать заметного нагревания мишени даже в случае сравнительно высоких лазерных интенсивностей. Уменьшение длительности импульса ведет, однако, к изменению характера нагревания металла вследствие нарушения равновесия между электронами и



Рис. 3. Люкс-амперная характеристика¹¹.

решеткой, что сказывается, в свою очередь, на величине тока термоэлектронной эмиссии²¹ (см. ниже, гл. 4).

Экспериментальные установки для исследования многофотонной эмиссии под действием наносекундных и пикосекундных импульсов аналогичны по своей структуре и состоят из следующих основных частей (рис. 5):

а) лазера;

б) устройств для изменения интенсивности, поляризации и фокусировки лазерного луча: светофильтров, поляризаторов, призм;

в) устройств для измерения интенсивности, длительности и пространственного распределения энергии в лазерном луче: быстрых линейных фотоэлементов, калориметра, скоростной кинокамеры, запоминающих осциллографов;

ристика¹¹. г) вакуумной камеры с металлической мишенью, коллекторным электродом (иногда заменяется электронным умножителем) и системой для анализа энергетического распределения эмиттируемых электронов;

д) приборов для регистрации импульсов фототока: широкополосных усилителей, импульсных вольтметров и скоростных осциллографов с полосой (при работе в наносекундном диапазоне) около 100 *Мгц*.

Изложение экспериментальных результатов мы начнем с первой работы ¹¹, которая является промежуточной между упоминавшимися выше предварительными измерениями ²⁷⁻³¹ и последующими систематическими экспериментами с наносекундными импульсами. В работе ¹¹ исследовалась эмиссия из напыленных слоев натрия (A = 1,95 эв) под действием импульсов полупроводникового лазера на арсениде галлия с $\lambda = 8400$ Å, имевших длительность около З мксек при частоте повторения 2,2 кгц. Поскольку энергия кванта равна 1,48 эв, в эксперименте ожидалось появление двухфотонной фотоэмиссии. При фокусировке на поверхности мишени создавалась плотность потока излучения до 10 квm/см². Измеренная люкс-амперная характеристика приведена на рис. З. Она может быть представлена в виде суммы линейной (A) и квадратичной (B) составляющих фототока. Первая из них обусловлена однофотонной фотоэмиссией из хвоста энергетического распределения. Экспериментально измеренное повышение температуры фотокатода не превышало 2°С, что указывало на отсутствие термоэмиссионного тока. При этом, в соответствии со сказанным выше, вклад двухфотонной эмиссии возрастал с ростом интенсиености света. Измеренные величины то-

ков в этом эксперименте были чрезвычайно малы: от $6 \cdot 10^{-18}$ до $3 \cdot 10^{-16}$ a.

Измеренное значение двухфотонного тока с точностью до множителя З находилось в согласии с расчетом Смита ¹³, результаты которого были, однако, исправлены в дальнейшем ³³. Следует также заметить, что авторы работы ¹¹ первоначально отнесли свои данные к поверхностному фотоэффекту, хотя фототок наблюдался при нормальном падении света на фотокатод, когда по понятым причинам поверхностный фотоэффект должен был отсутствовать. В более поздней работе тех же авторов ³⁴ двухквантовая фотоэмиссия из натрия под действием излучения гелийнеонового лазера и лазера на арсениде галлия рассматривалась как объемный работе 35 двухфотонную эффект. В эмиссию удалось измерить при отсутствии теплового фона. Эксперимен-



Рис. 4. Зависимость фототока от поляризации излучения.

тальное значение квантового выхода двухфотонного фотоэффекта оказалось, однако, на три порядка больше предсказанного теорией ³⁶.

Перейдем теперь к обсуждению результатов, полученных с лазерными импульсами наносекундной длительности. В описываемых ниже экспериментах использовались лазеры на рубине и неодимовом стекле. Импульсы

Лазер	Длина волны, мкм	Энергия фотонов, эв	Длительность импульса, нсск	Мощность, Мвт
Рубин Рубии с удвоением ча- стоты Неодимовое стекло Неодимовое стекло с удвоением частоты	0,6943 0,3471 1,06 0,53	1,78 3,57 1,17 2,34	25 25 40 40	10100 1050 10100 1050

Таблица I

обычно имели гауссову форму по времени и частоте и длительность порядка 10 *нсек*. В ряде случаев использовалось удвоение частоты с помощью кристаллов КДП. Характеристики импульсов приведены в табл. I.

а) Поляризационная зависимость фототока

В экспериментах ¹² использовался рубиновый лазер и фотокатод из серебра с работой выхода 4,7 *эв.* Лазерный луч, прошедший через призму Глана — Томсона, падал на поверхность катода под углом 87°. Поворотами призмы достигалось непрерывное изменение параллельной и периендикулярной поверхности компонент электрического поля волны. Результаты измерений показаны на рис. 4. Можно видеть, что в процессе эмиссии играет роль только компонента поля, перпендикулярная поверхности катода, и ток эмиссии обнаруживает резкую поляризационную



Рис. 5. Схема эксперимента по наблюдению нелинейной фотоэмиссии в вакуум.

зависимость. Длительность импульса тока оказывается меньшей, чем длительность лазерного импульса, что служит указанием на многофотонный характер эмиссии.

Интересно заметить, что однофотонный фотоэффект для серебра при той же максимальной энергии электронов (около 0,5 эс) был интерпрети-





рован в работе ³⁷ как объемный, тогда как трехфотонный, согласно ¹², является чисто поверхностным.

б) Зависимость фототока от интенсивности излучения

Теория нелинейного фотоэффекта дает для эмиссионного тока зависимость от интенсивности вида (1), справедливую в случае не слишком высоких интенсивностей. Экспериментальное исследование этой зависимости было проведено почти одновременно в двух работах — ³⁸ и ³⁹. Позже в работах ^{34, 40} были выполнены более подробные измерения.

В работе ³⁸ несфокусированный луч рубинового лазера направлялся на катод почти параллельно поверхности. Интенсивность в луче изменялась от 24 до 120 *Мвт/см*², что соответствовало плотности потока излучения на мишени от 2 до 10 *Мвт/см*². Использовались катоды из золота, серебра и никеля с работой выхода

4,8 эв, 4,8 эв и 5,1 эв соответственно. Порядок фотоэффекта равнялся трем. Результаты измерений показаны на рис. 6, из которого видно, что зависимость $j_3 \sim I^3$ имеет место для золота и серебра в интервале интенсивностей от 2 до 5 Mem/cm^2 . С повышением интенсивности зависимость

становилась более резкой, что можно было связать с нагреванием мишени. Для никелевого катода наблюдался большой разброс экспериментальных данных, связанный с худшими оптическими и теплофизическими свойствами никеля.

В работе ³⁹ использовался рубиновый лазер с энергией 1 дж и длительностью импульса 40 нсек. Несфокусированный луч падал под углом 60° на катод, выполненный в виде тонкого слоя золота на стальной подложке. Трехфотонная эмиссия наблюдалась при интенсивностях, меньших 1 Mem/см²; дальнейшее увеличение интенсивности приводило к быстрому росту тока из-за тепловых эффектов (рис. 7). Более низкое в срав-



Рис. 7. Люкс-амперная характеристика в области перехода от фотоэмиссии к термоэмиссии $(I_0 = 14 \ Mom/cm^2)$.

нении с³⁸ значение интенсивности, при котором происходило «включение» термоэмиссии, объясняется тем, что в³⁹ угол падения был меньше, а поглощаемая мощность и температура катода — больше, чем в³⁸. В работе³⁹ была измерена постоянная η_я:



Рис. 8. Квантовый выход двухфотонного фотоэффекта ($I_0 \approx \approx 1 \ Mem/cm^2$).

в соотношении $j_3 = \eta_3 I^3$. Для нее было получено значение $\eta_3 = = 1, 0 \cdot 10^{-13} \ a \cdot cm^4 / Mem^3$. Для квантового выхода, определяемого как числофотоэлектронов на один фотон, получается отсюда значение $1, 8 \cdot 10^{-25} I^2$.

Во второй части работы ³⁹ был исследован на той же мишени двухквантовый фотоэффект под действием второй гармоники лазера на рубине (A = 4,8 ∂e , $2\hbar\omega = 3,57$ ∂e). При интенсивностях ниже 1 Mem/cm^2 наблюдаемый ток был целиком обусловлен двухквантовым фотоэффектом (рис. 8). Измеренное значение постоянной в выражении для тока эмиссии $j_2 = \eta_2 I^2$ оказалось равным $2,35 \cdot 10^{-15} a \cdot cm^2/em^2$. Зависимость квантового выхода фотоэффекта от интенсивности показана также на рис. 8.

В более поздней работе ¹⁶ те же авторы привели результаты детального исследования нелинейной фотоэмиссии с поверхности различных металлов, в том числе нержавеющей стали (A = 5,0 эс). Ожидалось появление фототоков с n = 3-4 для рубинового лазера и с n = 5 для неодимового лазера. Вместо этого в обоих случаях наблюдалась плохо воспроизводимая зависимость вида (1) с $n \approx 7$, по-видимому, обусловленная тепловыми эффектами. Для второй гармоники рубинового лазера наблюдалась теоретически ожидаемая двухфотонная эмиссия в интервале интенсивностей от 1 квт/см² до 1 Мвт/см².

Таким образом, на основании анализа перечисленных работ можно заключить, что при наносекундной длительности лазерных импульсов нелинейный фотоэффект можно наблюдать лишь в ограниченном интервале интенсивностей излучения, примерно от 10 квт/см² до 1-5 Mem/см², причем наблюдение фототоков, порядок которых выше третьего, оказывается невозможным из-за тепловых эффектов, основным из которых является эмиссия низких порядков за счет переходов с хвоста энергетического распределения. Как мы увидим ниже (см. гл. 4), доступный для наблюдения интервал можно расширить, переходя к пикосекундным импульсам.

в) Временные характеристики эмиссионного тока

Соответствующие измерения были проведены в работе ⁴⁰. Импульс рубинового лазера гауссовой формы с полушириной 20 нсек направлялся на катод из Au под углом 82°. Измерялся интервал времени между максимумом лазерного импульса и максимумом эмиссионного тока как функция лазерной интенсивности. Результаты измерений цоказаны на рис. 9.



Рис. 9. Запаздывание эмиссионного тока относительно лазерного импульса.





Можно видеть, что при интенсивностях, на превышающих $4Mem/cm^2$, запаздывание отсутствует, что указывает на фотоэлектрическую природу импульса тока. При интенсивностях выше $4 Mem/cm^2$ наблюдается запаздывание тока эмиссии, что находится в соответствии с измерениями люксамперных характеристик, описанными выше.

Дополнительным подтверждением описанных результатов являются измерения полуширины импульсов эмиссионного тока. В работе ¹⁶ при полуширине импульса лазера 40 нсек полуширина импульса тока составляла 22 нсек, что в точности соответствует трехквантовому фотоэффекту. В работе ⁴⁰ полуширина импульса тока была измерена в зависимости от интенсивности света (рис. 10). Как и следовало ожидать, при интенсивностях $I < 4 Mem/cm^2$ полуширина импульса тока составляла $20/\sqrt{3} =$ = 11 нсек; при более высоких интенсивностях эта величина возрастала, указывая на преобладающую роль термоэмиссии.

r) Энергетическое распределение эмиттированных электронов

Экспериментальное исследование распределения электронов по энертии было выполнено в работе ¹⁶. При действии на мишени из железа и золота (рис. 11) излучения рубинового лазера максимум в энергетическом распределении лежит при нулевой энергии, что соответствует термоэлектронной эмиссии. Для второй гармоники того же лазера функция

распределения эмиттированных электронов имеет максимум. лежащий при энергии около 1 эв, что свидетельствует о многофотонном характере эмиссии. Отметим, что для сравнения эксперимента с теорией представляло бы несомненный интерес измерение зависимости фототока от энергии электронов. Такая зависимость может быть в принципе определена из анализа энергетического распределения эмиттированных электронов. Однако практически точность измерений 16 оказывается достаточной лишь для того, чтобы отличить фототок от тока, обусловленного тепловыми эффектами.

Значительный интерес представляют также измерения зависимости величины фототока от частоты излучения. Препятствием для таких измерений является то обстоятельство, что измерения фототоков проводятся обычно при фиксированных частотах излучения того или иного лазера. Проведение спектральных измерений многофотонной эмиссии в вакуум встре-



Рис. 11. Энергетическое распределение эмиттированных электронов.

термоэмиссия, 2 — сталь, вторая гармоника рубина, фотоэмиссия, 3 — Ад, вторая гармоника рубина, фотоэмиссия, 4 — Аu, вторая гармоника рубина, фотоэмиссия, обина, фотозмиссия.

чает значительные методические трудности и до сих пор не предпринималось. Ряд трудностей в экспериментальном определении зависимости фототока от частоты и энергии эмиттированных электронов удается преодолеть путем изучения нелинейной фотоэмиссии в растворы электролитов. В этом случае нет необходимости в спектральных измерениях, поскольку имеется возможность изменять работу выхода путем измерения потенциала фотокатода. Результаты таких экспериментов рассматриваются в следующем разделе.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНОЙ ФОТОЭМИССИИ ИЗ МЕТАЛЛОВ В РАСТВОРЫ ЭЛЕКТРОЛИТОВ

Отличие фотоэмиссии из металлов в раствор электролита от эмиссии в вакуум связано, во-первых, с падением потенциала в двойном электрическом слое на границе раздела, толщина которого меньше длины волны испускаемых электронов, и, во-вторых, с наличием в растворе кулоновской экранировки, ослабляющей силы электрического изображения. Изза первого отличия красная граница фотоэффекта становится линейной функцией потенциала

$$\hbar\omega = \hbar\omega_0 - e\varphi$$
,

где $\hbar\omega_0$ — работа выхода из металла в раствор при отсутствии заряда на границе раздела, φ — потенциал фотокатода, отсчитываемый от точки нулевого заряда. Благодаря наличию кулоновской экранировки зависимость фототока от максимальной энергии эмиттированных электронов описывается «законом 5/2», а не обычным законом Фаулера. Указанные особенности детально исследованы в случае одноквантового фотоэффекта.

Фотоэмиссия из ртути в раствор электролита под действием импульсов рубинового и неодимового лазеров впервые наблюдалась Коршуновым и др. ⁴². Было показано, что ток, возникающий под действием пичковых импульсов рубинового лазера квадратично зависит от интенсивности света, что соответствует теоретически ожидаемой двухфотонной фотоэмиссии. Вольт-амперная характеристика этого тока в пределах точности измерений описывалась «законом пяти вторых». Тем самым была проверена предсказываемая теорией зависимость нелинейного фототока с n = 2 от энергии эмиттируемых электронов, не проверявшаяся, как отмечено в конце предыдущего раздела, в экспериментах по многофотонной фотоэмиссии в вакуум.

Дальнейшие более подробные исследования двухфотонной фотоэмиссии ⁴³⁻⁴⁵ были выполнены с использованием наносекундных лазерных импульсов. Блок-схема установки показана на рис. 12. Импульс лазера



Рис. 12. Схема эксперимента по наблюдению нелинейной фотоэмиссии в электролит.

через систему калиброванных ослабителей, зеркал и светофильтров подается на катод электрохимической ячейки. Часть светового пучка, отделяемая кварцевыми пластинками, отводится на микрокалориметр, служащий для измерений энергии лазерного импульса, и скоростной фотоэлемент для контроля его амплитуды и формы. Сигнал на выходе электрохимичесской ячейки усиливается широкополосным усилителем и регистрируется запоминающим осциллографом. Из-за большой емкости электрохимической ячейки производятся измерения не тока, а эмиттируемого заряда. Помимо мешающих токов, связанных с рассмотренными в предыдущем разделе тепловыми эффектами, в электрохимической ячейке при интенсивном освещении возникают токи нагрева. Полный заряд, создаваемый этими токами, равен, однако, нулю при том условии, что время регистрации больше времени тепловой релаксации. Если это условие выполнено, измеряемый сигнал пропорционален эмиттированному заряду. С другой стороны, измерение сигнала нагрева дает возможность непосредственно определить температуру электрода.

Следует отметить, что чувствительность регистрирующей аппаратуры в режиме измерений заряда не позволяет уменьшить длительность лазерных импульсов, поскольку уже при $t_0 \sim 10^{-8}$ сек измеряемые сигналы многофотонной фотоэмиссии составляют $10^{-5}-10^{-3}$ в и для их выделения приходится уменьшать полосу пропускания измерительной системы, что, как и наличие сигнала нагрева, заставляет отказаться от измерений кинетики сигнала.

Поскольку условия измерений многофотонной фотоэмиссии в вакуум и в раствор электролита, как ясно из предыдущего, различны (укажем также, что в последнем случае нельзя измерить энергетическое распределение эмиттируемых электронов), для ее идентификации используются другие характеристики по сравнению с перечисленными в начале гл. 2. К ним относятся:

а) степенная зависимость эмиттированного заряда от интенсивности света;

б) выполнение «закона пяти вторых» при всех интенсивностях света, что эквивалентно независимости энергетического распределения эмиттируемых электронов от интенсивности света;

в) совпадение порогов двух- и однофотонной фотоэмиссии (чему отвечают одинаковые потенциалы экстраполяции вольт-амперных характеристик), когда возбуждение производится импульсами лазера с энергиями фотонов ħω и 2ħω;

г) равенство разности потенциалов экстраполяции энергии фотонов при изменении порядка фотоэффекта на единицу.

Два последних признака непосредственно следуют из зависимости *n*-фотонного фототока от максимальной энергии эмиттируемых электронов:

$$j_1 \sim (\hbar \omega - \hbar \omega_0 + e \varphi)^{5/2}, \quad e \varphi_{01} = \hbar (\omega_0 - \omega), \tag{4}$$

$$j_2 \sim (2\hbar\omega - \hbar\omega_0 + e\varphi)^{5/2}, \ e\varphi_{02} = \hbar (\omega_0 - 2\omega).$$
 (5)

В табл. II даны значения потенциалов экстраполяции φ_{0n} для двух- и однофотонной фотоэмиссии под действием первой и второй гармоник рубинового и неодимового лазеров.

Габлица I	Ι
-----------	---

Лазер	Энергия кванга, эв	Ф ₀₁ , в *)	Ф ₀₂ , в*)
Рубин Вторая гармоника ру- бина	1,78 3 57	-1,73 +0,06	<u>-0,06</u>
Неодим Вторая гармоника нео- дима	$\begin{array}{c}1,17\\2,34\end{array}$	$\begin{vmatrix} -2,34\\ -1,17 \end{vmatrix}$	$-1,17 \\ -1,17$
*) Значения потенци ала насыщенного калом	алов даны о ельного элек	тносителы трода (НК	но потенци- Э),

Из таблицы видно, что в рабочей области потенциалов ртутного электрода (+0,1 ÷ -2,0 в НКЭ) можно наблюдать как одно-, так и двухфотонную фотоэмиссию. Более того,



Рис. 13. Двухфотонная эмиссия из Нg, Ад и Сu.

при изменении потенциала электрода должно наблюдаться указанное выше изменение порядка фотоэффекта: переход от n=2 к n=1 — под действием импульсов первой гармоники рубинового и второй гармоники неодимого лазеров, что позволяет непосредственно измерить отношение эффективностей фотоэффекта с n=2и n = 1; устранив изменение j_2/j_1 как за счет различных условий поглощения света разных длин волн в металле, так и различия характеристик импульсов разных источников света, использование которых обязательно при измерениях фотоэмиссии в вакуум.

Перейдем к изложению экспериментальных результатов. Квадратичная зависимость эмиттированного заряда от интенсивности наносекундных импульсов рубинового лазера (длительность 30 *нсек*) наблюдалась для ртути, свинца, серебра и меди вплоть до 3 *Мет/см²* в падающем пучке при

углах падения 45° для твердых электродов и от 60° до 90° для ртути. Соответствующие зависимости приведены на рис. 13, взятом из работы⁴³.





Рис. 14. Люкс-амперные зависимости однофотонной (1) и двухфотонной (2) эмиссии из Pb в раствор электролита.

Рис. 15. Люкс-амперные зависимости однофотонной (1) и двухфотонной (2) эмиссии из Hg в раствор электролита.

Найденное значение *n* равно $2 \pm 0,2$. На рис. 14 и 15 даны зависимости Q(I) для јодно- и двухфотонной фотоэмиссии из ртути и свинца под дей-

ствием соответственно второй и первой гармоник рубинового лазера ⁴⁵. Повышение температуры металла при $I = 3 Mem/cm^2$, оцененное по величине сигнала нагрева, не превосходит 50° , что согласуется с расчетом. При этом ток термоэмиссии и фотоэмиссии с «хвоста» энергетического распределения на 4—5 порядков ниже тока двухфотонной фотоэмиссии (см. рис. 2 и 3). Заметный вклад тепловых эффектов, проявляющийся в резком увеличении наклона люкс-амперной характеристики, обычнонаблюдается при интенсивностях света, превышающих 5 Mem/cm^2 . Квадратичная зависимость тока наблюдалась для ртутного электрода в работе ⁴⁶.



Рис. 16. Вольт-амперные характеристики однофотонной (1) и двухфотонной (2) эмиссии из Рb в раствор электролита.



Рис. 17. Независимость отношения сигнала двухквантовой и одноквантовой фотоэмиссии от потенциала электрода. Кривые: 1 — Pb, 2 — Hg. Фотоэмиссия ; с n = 1,2 возбуждается излучением рубиновоголазера и его второй гармоникой.

При сравнении указанного значения $I_{\text{max}} = 5 \text{ Mem/cm}^2$ с приведенными в предыдущей главе (~1 Mem/cm^2) следует иметь в виду, что в этих случаях различен порядок фотоэффекта (n = 2 при фотоэмиссии в электролит и n = 3 при фотоэмиссии в вакуум), и, поскольку вероятность фотоэмиссии при одинаковых значениях I с ростом n на единицу падает на несколько порядков, значение предельной интенсивности, при которой ток обусловлен фотоэффектом, возрастает при переходе от n = 3 к n = 2.

Выполнение закона «пяти вторых» для двухфотонной фотоэмиссии имеет место во всей области квадратичной зависимости Q (1).

На рис. 16 и 17 показаны зависимости эмиттированного заряда от потенциала для одно- и двухфотонной фотоэмиссии из ртути и свинца. Экспериментальные данные хорошо согласуются с соотношениями (4) и (5), причем, в согласии с предсказанием теории, пороги одно- и двухфотонной фотоэмиссии при энергиях фотонов $2\hbar\omega$ и $\hbar\omega$ совпадают. Выполнение соотношения (5) для двухфотонной фотоэмиссии подтверждено в работе ⁴⁶.

Изменение порядка фотоэффекта от n = 2 до n = 1 путем изменения потенциала электрода реализовано в упоминавшейся выше работе ⁴³. На рис. 18, взятом из этой работы, показана зависимость Q (φ), на которой отчетливо видны два участка, отвечающих одно- и двухфотонной фотоэмиссии. В области двухфотонной фотоэмиссии ($-0,5 > \varphi > -1,7 \ e$ HKЭ). эмиттированный заряд пропорционален квадрату интенсивности света, а при $\varphi < -1,7 \ e$ эта зависимость переходит в линейную. Разность потенциалов экстраполяции соответствующих участков зависимости Q (φ) равна $1,7-1,8 \ e$ и, в согласии с предсказанием теории (соотношение (5)), в пределах точности измерений совпадает с энергией кванта лазера. Значение квантового выхода линейного фототока, найденное из участка $\varphi < -1,7 \ e$, составляет $(1-2) \cdot 10^{-4}$ электрон/фотон при максимальной энергии эмиттируемых электронов $E_m = 0.5$ зе, что согласуется с результатами изме-



Рис. 18. Изменение порядка фотоэффекта с потенциалом электрода.

0,01 M раствор $(C_2H_5)_4$ Cl, рубиновый лазер, $I = 2 M sm/cm^2$. рений при низких интенсивностях света. Отношение j_2/j_1 при равных составляет E_m $(1-2)\cdot 10^{-3}$ при I = 1,5-2 Мвт/см². Найденное из этих данных значение η_2 для двухфотонной фотоэмиссии из ртути в раствор электролита (при этом учитывается удвоение тока фотоэмиссии зa счет восстановления продукта захвата) составляет $(1,5-0,7) \times$ $\times 10^{-14} a \cdot em^{-2} cm^{-2}$.

Указанное изменение порядка фотоэмиссии из ртути имеет место и под действием импульсов второй гармоники неодимового лазера в области потенциалов, указанных в табл. II.

Для более точных измерений η₂ сравнивались величины зарядов, эмиттированных из одной и той же металлической мишени действием

импульсов первой гармоники и второй гармоники рубинового лазера ⁴⁵. Приводимые в табл. III значения η₂, найденные таким путем, усреднены

Таблица III

Металл	Условия фотоэмиссии	Энергия кванта, эв	Мақсималь- ная энергия электронов, эз	п2, а∙вт ⁻² см ²	Литература
Натрий Золото Ртуть Свинец	Вакуум » Электролит »	1,48 1,96 3,57 1,78 1,78	0,7 1,6 2,3 1,2 1,1	$\begin{array}{r} 8 \cdot 10^{-16} \\ 9 \cdot 10^{-15} \\ 2 \cdot 4 \cdot 10^{-15} \\ 3 \cdot 5 \cdot 10^{-14} \\ 7 \cdot 3 \cdot 10^{-14} \end{array}$	34 35 19 45 45

по значительному числу измерений для различных образдов и, по-видимому, могут считаться правильными с точностью до фактора, меньшего 2. В той же таблице даны значения η_2 , полученные при измерениях двухфотонной фотоэмиссии в вакуум.

Как видно из табл. III, значения η_2 для различных металлов лежат в интервале 10^{-15} — 10^{-13} $a \cdot em^{-2}cm^{-2}$. Результаты измерений для серебра и меди ⁴³ дают значения $\eta_2 \sim 10^{-14}$ $a \cdot em^{-2}cm^{-2}$ (см. рис. 13), также попадающие в этот интервал. При оценке разброса значений η_2 в пределах двух порядков следует учесть, что измерения для слоев натрия выполнены в вакууме 10^{-6} mop, недостаточном для получения чистой поверхности (см., например, ^{48, 49}), а значения η_2 для золота, с одной стороны, и ртути и свинца, с другой стороны, относятся к различающимся вдвое энергиям фотонов, а согласно теории η_2 резко уменьшается с ростом ω . Наличие такой зависимости следует также из результатов предварительных измерений, описанных в работе ⁴⁴, где сравнивались вероятности двухфотонной фотоэмиссии из ртути под действием импульсов первой гармоники рубинового и неодимового лазеров (последняя имеет место при $\varphi < -1,5 \ e$ HKЭ) и было найдено, что η_2 во втором случае примерно на порядок больше, чем в первом.

Угловая зависимость вероятности двухфотонной фотоэмиссии из ртути ($\hbar\omega = 1,78$ эв), измеренная в работе ⁴⁴, показана на рис. 19. На том же

рисунке дана аналогичная зависимость для однофотонной фотоэмиссии, полученная при той же энергии фотонов для того же образца. Последняя хорошо согласуется с измеренной в этой работе угловой зависимостью фототока при низких интенсивностях света.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ЭМИССИИ ИЗ МЕТАЛЛОВ В ВАКУУМ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ПИКОСЕКУНДНЫХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ

Мы уже отмечали во введении, что нелинейный фотоэлектрический эффект при весьма высоких (порядка 10— —1000 Гет/см²) интенсивностях обнаруживает целый ряд чрезвычайно интересных особенностей. Вслед за известной работой Келдыша ⁵⁰ в последние годы был опубликован целый ряд теоретических работ ^{23, 24, 51-54}, в которых предсказывалось нарушение обыч-



Рис. 19. Зависимость эмиттированного заряда Q (в отн. ед.) от угла падения поляризованного света.

Кривые 1,1' — однофотонная, 2,2' — двухфотонная эмиссия из Нд, 1,2 — s-поляризация, 1',2' — p-поляризация. Рубоновый лазер, 2 Мет/см².

ной степенной зависимости плотности эмиссионного тока от лазерной интенсивности в области достаточно высоких интенсивностей. Эти работы возбудили интерес к экспериментальному исследованию фотоэмиссии в сильных оптических полях.

Хотя интенсивности порядка сотен и тысяч Гет/см² без особых трудностей могут быть получены в наносекундных импульсах, последние оказываются непригодными для изучения фотоэмиссии в этой области интенсивностей. Действительно, как мы уже отмечали в гл. 2, для наносекундных импульсов область уверенного наблюдения многофотонной эмиссии ограничена сверху интенсивностями порядка 2-5 Mem/см²; при более высоких интенсивностях существенный вклад в наблюдаемый ток начинает вносить термоэлектронная эмиссия, обусловленная нагреванием катода. В работе Бункина и Прохорова ²⁰ было показано, что гораздо более благоприятные условия для регистрации многофотонных пропессов можно создать, уменьшая длительность лазерного импульса и одновременно повышая интенсивность излучения. В работах ^{8, 21} было показано. далее, что при нагревании металла ультракороткими импульсами будет нарушаться равновесие между электронами и решеткой, что существенным образом должно сказаться на термоэмиссии ввиду малой величины теплоемкости вырожденного электронного газа. Детальный расчет, к которому мы вернемся в гл. 5, показал, что для импульсов короче 10⁻¹¹ сек область наблюдения фотоэффекта на фоне термоэмиссии можно расширить до интенсивностей порядка 10-100 Гет/см².

Техника генерации ультракоротких лазерных импульсов была разработана в течение 1966—1967 гг. Первая информация о параметрах таких импульсов была получена с помощью метода двухфотонной флуоресценции. Было установлено, что в режиме самосинхронизации мод лазер излучает цуг из 10—100 импульсов со средней длительностью порядка 10^{-12} сек, средней мощностью порядка 1 Гет и интервалом между импульсами $\Delta t = 2L/c$, где L — длина лазерного резонатора и с — скорость света. В дальнейшем электрооптическими методами удалось выделить из цуга отдельный импульс и провести прямое измерение его длительности, используя электронно-оптический преобразователь ⁵⁵. В результате таких исследований было установлено, что в первой половине цуга, когда происходит нарастание интенсивности, каждый отдельный импульс обладает гауссовой формой по времени и спектру со средней длительностью около 6—7 псек. Во второй части цуга, когда происходит спад интенсивности, длительность импульсов увеличивается до значений порядка 100 псек, а их временная форма и спектр становятся нерегулярными и обнаруживают субструктуру.

Переходя к обсуждению исследований нелинейного фотоэффекта под действием пикосекундных импульсов, заметим, что путем измерения фотоэмиссии высоких порядков можно получить полезную информацию о свойствах самих импульсов, в частности об их временной структуре, спектральных характеристиках, когерентности и т. п.

а) Зависимость фототока от интенсивности излучения

Первые измерения люкс-амперной характеристики в пикосекундном диапазоне длительностей были проведены в 1969 г. ^{56, 57}. Использовалась экспериментальная установка, описанная в работах ^{12, 38}, с лазером, работающим в режиме самосинхронизации мод. Цуг пикосекундных импульсов регистрировался двумя фотоэлектрическими детекторами: быстрым линейным и нелинейным, в котором использовался металлический катод. Сигналы с обоих детекторов подавались на быстрый осциллограф. Таким образом, в эксперименте измерялись усредненные по времени за интервал, определяемый полосой осциллографа (практически около 1 нсек), значения линейного и нелинейного токов, пропоргиональныеинтегралам

 $V_L \sim \int I \, dt, \qquad V_{NL} \sim \int I^n \, dt.$

Понятно, что только в том случае, когда все импульсы в цуге имеют одинаковую временную и спектральную форму, можно интенсивность I заменить величиной V_L , а фототок $j \sim I^n$ — величиной V_{NL} . Откладывая в двойном логарифмическом масштабе V_{NL} как функцию V_L , получим люкс-амперную характеристику фотоэффекта.

В экспериментах ^{56, 57} наблюдался нелинейный фотоэффект различных порядков — от второго до пятого — при лазерной интенсивности около 1 Гет/см². Точные абсолютные значения интенсивностей в этих работах не были измерены ввиду существовавших в то время трудностей с измерением длительности ультракоротких импульсов. Схема экспериментальной установки показана на рис. 20. В опытах использовались лазеры на рубине и неодимовом стекле; в качестве материала мишеней применялись металлы Au и Ni и полупроводник Cs₃Sb. Отметим, что в случае неодимового лазера и катода из Au малые флуктуации работы выхода могут изменить ожидаемое значение n от 5 до 4. Поэтому для поликристаллических образцов можно наблюдать как одно, так и другое значение порядка нелинейности в зависимости от структуры образца. Как можно видеть из рис. 21, в описываемых экспериментах наблюдается чистый многофотонный фотоэффект 2-, 3-, 4- и 5-го порядка без. заметного вклада термоэмиссии. Экспериментальная ошибка в определении *п* составляла $\pm 0,5^*$). Можно отметить, что в эксперименте наблюдалось некоторое возрастание тока к концу цуга, что было одним из первых экспериментальных указаний на возрастание длительности отдельных



Рис. 20. Установка для исследования фотоэмиссии под действием пикосекун, (ных импульсов.

импульсов в конце цуга. Резюмируя, можно сказать, что основное значение экспериментов ^{56, 57} состоит в том, что они подтвердили возможностьнаблюдения многофотонного фотоэффекта в диапазоне интенсивностей ~1 Гет/см² и выше. Таким образом появилась возможность детальноисследовать особенности фотоэмиссии в сильных полях.

Теория фото- и термоэмиссии под действием пикосекундных импульсов будет подробно рассмотрена в гл. 5. Здесь, однако, следует отметить два теоретических результата, важных для понимания описываемых ниже экспериментов. Первый из них касается зависимости фототока от интенсивности излучения. При относительно малых интенсивностях, как мы видели выше, фототок есть степенная функция интенсивности излучения. С другой стороны, если напряженность поля волны становится столь большой, что вероятность туннельного вырывания электрона за один период оказывается порядка единицы, зависимость эмиссионного тока от напряженности поля должна переходить в известное выражение для автоэлектронной эмиссии в постоянном поле. Аналогичная ситуация имеет место, конечно, и для многофотонной ионизации атомов ¹. Именно для этого случая была впервые получена формула 50, справедливая в пределе как слабых, так и сильных полей. Критическое значение напряженности поля, согласно ^{15, 24, 50}, равно $\mathscr{E}_{1}^{*} \sim (\omega/e) \sqrt{2m}A$, где е и m =заряд и масса электрона, ω — частота излучения. Для лазера на неодиме и золотого катода оценка дает величину критического поля $\mathcal{E}^* \sim$ ~ 107. 3 в/см. Это значение получено без учета кулоновского взаимодействия эмиттируемого электрона с поверхностью металла. Учет последнего снижает критическое поле более чем на порядок ²³.

Во-вторых, как показано в работах^{8, 21}, в пикосекундном диапазоне длительностей импульса существенно изменяется характер термоэлектрон-

^{*)} Для катода из Cs₃Sb, который использовался как контрольный, тепловые эффекты начинали сказываться при меньших интенсивностях, чем для металлических катодов, вследствие худшей теплопроводности Cs₃Sb.

ной эмиссии. При таких длительностях электронная подсистема оказывается изолированной от решетки и ввиду малой теплоемкости нагревается практически безынерционно. В результате для термоэмиссии под действием пикосекундных импульсов отсутствует запаздывание тока по отношению



Рис. 21. Люкс-амперные характеристики: a) Катод из Cs₃Sb, неодимовый лазер, n = 2; 6) Au, рубиновый лазер, n = 3; c) Au, неодимовый лазер, n = 4; г) Ni, неодимовый лазер, n = 5.

к лазерному импульсу. Такую термоэмиссию в простейшем эксперименте трудно наблюдать отдельно от фотоэмиссии; суперпозиция обоих механизмов приводит к зависимости тока от интенсивности, отличной от (1).

Экспериментальная проверка этих теоретических предсказаний была проведена в работе ⁵⁸. Использовался усовершенствованный вариант экспериментальной установки ⁵⁷. Обработка результатов производилась тем же методом, что и в ⁵⁷. Излучение неодимового лазера, работающего в режиме самосинхронизации мод, фокусировалось на поверхность катода. Измерения проводились в интервале лазерных интенсивностей от 6,5 до 66 Гет/см². Соответствующие значения \mathcal{E}_{\perp} составляли от 10⁶.³ до 10⁶.⁸ в/см. Результаты эксперимента показаны на рис. 22. Можно видеть, что при значениях нормальной компоненты поля $\mathcal{E}_{\perp} \sim 10^{6}$, ⁸ в/см наблюдается отклонение от обычной степенной зависимости эмиссионного тока. Однако экспериментально измеренное критическое значение напряженности поля, соответствующее началу отклонения, несколько меньше предсказываемого теорией ²⁴ значения 10^{7} , ³ в/см. Следует заметить, однако, что точность абсолютных измерений напряженности поля была не очень высокой, поскольку использовавшийся метод двухфотонной флуоресценции давал усредненные по цугу значения длительности импульсов. В то же время эксперименты показали, что величина эмиссионного тока и статисти-

ческий разброс данных сильно зависят от параметров ультракоротких импульсов и их распределения по цугу.

Более детальное изучение тех же вопросов было предпринято в работе 59. Использовалась установка, описанная в ⁵⁸. Сигналы с линейного детектора и фотокатода проходили линию задержки и вместе подавались на быстрый осциллограф. Сигналы представляли собой цуги импульсов тока (рис. 23). Измеренная по огибающей длительность сигнала с нелинейного фотокатода оказалась меньшей, чем длительность линейного сигнала. Рассчитанная по данным рис. 23 люксамперная характеристика изображена на рис. 24. Эта кривая состоит из трех различных частей. Начальному участку цуга, на котором происходит рост интенсивности, соответствует прямая линия с углом наклона 5, описывающая фотоэмиссию с поглощением пяти квантов. С увеличением максимальной интенсивности угол наклона уменьшается в согласии с предсказаниями теории ^{24, 23, 50, 54} и результатом работы ⁵⁸. На-





конец, третья часть кривой, соответствующая участку цуга со спадающей интенсивностью, обнаруживает неожиданно резкий рост угла наклона. В связи с тем, что столь сильную зависимость тока от интенсивности трудно объяснить, исходя из существующих теоретических представлений, авторами ⁵⁹ было предпринято более детальное исследование вопроса.



Рис. 23. Осциялограммы линейного и нелинейного сигналов.

Оказалось, что наблюдаемые особенности частично связаны со структурой цугов импульсов, изучавшейся в работе ⁵⁵. В тех случаях, когда модуляция добротности производилась с помощью просветляющегося фильтра с малым начальным поглощением, генерируемые импульсы обнаруживали регулярную структуру, которая нарушалась лишь к концу импульса. При высоком начальном поглощении красителя импульсы уже в начале цуга имели длительность около 50 *псек*, субструктуру с периодом порядка 10⁻¹³ сек и нерегулярное спектральное распределение. В работе ⁵⁹ был сделан вывод, что для ультракоротких лазерных импульсов с воспроизводимой структурой теоретические предсказания ^{23, 24} качественно подтверждаются как в области умеренных, так и в области высоких интенсивностей. Что же касается более длинных импульсов с нерегулярной и плохо воспроизводимой структурой, то наблюдаемое для них возрастание порядка нелинейности может быть связано с обсуждавшимся в работах ^{21, 22} новым типом термоэлектронной эмиссии. Для подробного исследования этого вопроса были проведены эксперименты ^{60, 61} с использованием моноимпульсов длительностью в несколько десятков пикосекунд.



Рис. 24. Зависимость фототока ст интенсивности. Лазер излучает цуг пикосекундных импульсов. 1 — участок цуга с нарастающей интенсивностью, 2 — участок с падающей интенсивностью. Одиночный пикосекундный импульс выделялся из цуга с помощью ячейки Поккельса и проходил три усилительных каскада. Задающий генератор на иттрий-алюминиевом гранате с неодимом работал в режиме самосинхронизации мод при одной поперечной моде. Форма импульса регистрировалась электроннооптическим преобразователем и была гауссовой с полушириной 30 *псек*. Остальные детали экспериментальной установки были идентичны с использованными в работе ⁵⁹. Эксперименты проводились с катодом из золота. Луч падал касательно на поверхность катода, причем век-

тор & был направлен перпендикулярно поверхности.

На рис. 25 показан в двойной логарифмической шкале эмиссионный ток как функция интенсивности излучения (относительные единицы). Каждая точка на графике есть среднее по 20 измерениям. Вплоть до интенсивностей порядка нескольких *Гет/см²* люкс-амперная характеристика остается прямой с углом наклона, равным 5, т. е. имеет место чистый пятиквантовый фотоэффект. Отклонения от этой зависимости начинаются при напряженности поля $\mathcal{E}^* \sim 10^{6.3} \ e/cm$, что согласуется

с ранее полученными результатами ^{58, 59}. Отметим, что теоретический расчет ²⁴ дает для критической напряженности поля гораздо большее значение: $\mathcal{E}^* \sim 10^{7,3} \ e/cm$. В работах ^{23, 54, 62} указывается, что при расчете критического поля следует учитывать кулоновское взаимодействие эмиттированного электрона с металлом. Однако оценка ^{23, 54} с учетом этого эффекта дает для критического поля слишком низкое значение $\mathcal{E}^* \sim 10^5 \ e/cm$, которое также не согласуется с экспериментом. Мы возвратимся к этому вопросу в § 5 при обсуждении теории нелинейного фотоэффекта.

Заметим, что причиной расхождений между теорией и экспериментом в принципе может быть неточность в экспериментальном определении напряженности поля. Маловероятно, однако, что последняя может привести к десятикратному занижению величины поля *).

Аналогичные описанным измерения на вольфрамовом катоде с использованием такого же экспериментального оборудования, как в $^{60, 61}$, проводились в работе 62 . Для значений \mathcal{E}_{\perp} , не превосходящих $10^{6, 2}$ e/cm(напряженность вычислялась по интенсивности в максимуме лазерного импульса), в этой работе наблюдалась многоквантовая фотоэмиссия с с n = 4 (рис. 26). Таким образом, из работ $^{60-62}$ следует, что под действием гладких одиночных пикосекундных импульсов наблюдается фотоэмиссия

^{*)} Приводимые значения СС вычислялись из средних по времени и по пятну фокусировки значений интенсивности излучения.

со степенью нелинейности $n = n_0 = \langle 1 + (A/\hbar\omega) \rangle$ и не удается наблюдать значений n, превышающих n_0 . Ранее в работе ⁵⁹ было показано, что эмиссия с $n > n_0$ наблюдается на спадающем участке цуга пикосекундных



Рис. 25. Снижение порядка фотоэффекта с ростом интенсивности.

Рис. 26. Фотоэмиссия (*j*, *a/см*²) с поверхности вольфрама под действием пикосекундных импульсов.

импульсов примерно в том же интервале интенсивностей. Чтобы убедиться, что возникновение аномальной эмиссии с $n > n_0$ связано не со свойствами цуга, а со структурой отдельных импульсов, в работе ⁶³ была исследована эмиссия под действием одиночных пикосекундных импульсов двух типов: а) гладких гауссовых импульсов длительностью ~6 *псек*, выделенных из участка цуга с растущей интенсивностью, и б) импульсов с выраженной субструктурой длительностью ~50 *псек*, получаемых при использовании просветляющегося фильтра с высоким начальным поглощением. Было показано, что импульсы типа а) вызывают фотоэмиссию с $n = n_0 = 5$ (катод из Au, неодимовый лазер). Люкс-амперная характеристика для этого случая показана на рис. 27.

С импульсами типа б), как видно из рис. 28, получены значения $n > n_0$. Эмиссионный ток обнаруживает также резкую поляризационную зависимость. Точное измерение интенсивности для импульсов типа б) оказалось невозможным; однако оценка по измеренным параметрам дает значения порядка нескольких Γ_{em}/cm^2 .

Появление эмиссии с $n > n_0$ вместе с резкой поляризационной зависимостью для импульсов типа б) указывает на то, что наблюдаемый ток



Рис. 27. Фотоэмиссия под действием одиночного пикосекундного импульса без субструктуры (Au, неодимовый лазер).

Рис. 28. Фотоэмиссия под действием одиночного пикосекундного импульса с выраженной субструктурой (Au, неодимовый лазер).

есть суперпозиция фототоков различных порядков, возбуждаемых одно временно. Этот тип эмиссии был предсказан в работе ⁶⁴, где было показано, что для суммарного тока значения $n = d \ln j/d \ln I$ могут превышать n_0 .

 б) Зависимость эмиссионного тока от поляризации излучения

Поскольку поверхностный и объемный фотоэлектрический эффект и термоэлектронная эмиссия могут в узком интервале интенсивностей иметь близкие люкс-амперные характеристики, знание последних недостаточно для выяснения механизма эмиссии. В связи с этим были проведены ⁶⁰ измерения поляризационной зависимости эмиссионного тока. Методика измерений была в общих чертах аналогична описанной выше (см. гл. 2). Направление поляризации света, падающего на катод, изменялось вращением призмы Глана — Томпсона, помещенной на пути лазерного луча. Измерения проводились в интервале интенсивностей, где выполняется соотношение $j \sim I^n$. Изменение параллельной \mathcal{E}_{11} и перпендикулярной \mathcal{E}_{1} компонент электрического поля зависит от того, как ориентирована исходная (в отсутствие призмы) поляризация лазерного луча.

В первом случае, показанном на рис. 29, направление поляризации падающего луча определяется углом ф между плоскостью колебаний электрического вектора и нормалью к поверхности катода. Для компонент поля имеем

$$\begin{aligned} & \mathscr{E}_{\perp} \left(\varphi \right) = \mathscr{E}_{0} \cos^{2} \varphi,^{\mathsf{q}} \\ & \mathscr{E}_{||} \left(\varphi \right) = \mathscr{E}_{0} \cos \varphi \sin \varphi. \end{aligned}$$

Из рисунка можно видеть, что измеряемый фототок зависит лишь от компоненты поля Е и описывается формулой

$$j = |\mathscr{E}_{\perp}(\varphi)|^{2n} = \mathscr{E}_{0}^{10} \cos^{20} \varphi,$$

что соответствует поверхностному фотоэффекту пятого порядка. Влияния параллельной поверхности компоненты поля не удается наблюдать дажепри максимальном значении последней $\mathscr{E}_{\parallel} = \mathscr{E}_0/2$. Во втором случае, показанном на рис. 30, компоненты поля опреде-

ляются углом α между плоскостью колебаний электрического поля волны



Рис. 29. Поляризационная зависимость фототока. Схема опыта показана справа вверху.



и поверхностью катода. Если поверхность катода составляет угол 45° с исходным направлением поляризации электрического вектора, зависимость компонент поля от а дается формулами

$$\begin{aligned} & \mathscr{E}_{\perp} (\alpha) = \mathscr{E}_{0} \cos \left(\frac{\pi}{5} - \alpha \right) \sin \alpha, \\ & \mathscr{E}_{\parallel} (\alpha) = \mathscr{E}_{0} \cos \left(\frac{\pi}{4} - \alpha \right) \cos \alpha. \end{aligned}$$

Максимальные значения компонент равны $\mathscr{E}_{\perp \max} = \mathscr{E}_{\parallel \max} = \mathscr{E}_0 / \sqrt{2}$. Экспериментально измеренная зависимость эмиссионного тока от угла α совпадает с ожидаемой

$$j \sim |\mathcal{E}_{\perp} (\alpha)|^{2n} = \mathcal{E}_{0}^{10} \left[\cos \left(\frac{\pi}{4} - \alpha \right) \sin \alpha \right]^{10}$$

почти во всем интервале изменения с. Представляет интерес небольшое отклонение, обнаруженное при углах $\alpha \geqslant 90^\circ$. Существенно, что ток определяется только нормальной компонентой поля даже в области максимума \mathcal{E}_{ll} , а отклонения от этой зависимости начинаются при $\alpha \approx 90^\circ$, когда компонента \mathcal{E}_{ll} меняет знак. Этот неожиданный факт нуждается в дополнительном исследовании.

Интересно заметить, что резкая поляризационная зависимость наблюдается не только для гладких импульсов, но также и для одиночных импульсов с субструктурой, которым соответствует люкс-амперная характеристика с наклоном $n > n_0^{63}$.

Резюмируя приведенные результаты, мы можем заключить, что в в исследованном случае (катод из Au, неодимовый лазер) эмиссия электронов целиком обусловлена поверхностным фотоэффектом. Изменение люксамперной характеристики с ростом напряженности поля качественно согласуется с теоретическими предсказаниями. Наблюдавшееся в ряде экспериментов аномальное изменение люкс-амперной характеристики и наблюдение зависимости с $n > n_0$ связано с нерегулярной структурой лазерных импульсов.

5. ТЕОРИЯ НЕЛИНЕЙНОГО ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

В теории фотоэффекта наиболее полно исследован одноквантовый случай. Многоквантовой фотоэмиссии посвящено сравнительно небольшое число работ, причем почти все они относятся к поверхностному фотоэффекту.

По общей постановке задачи теоретические работы по фотоэффекту естественным образом разделяются на две группы. К первой относятся расчеты фотоэмиссии, основанные на феноменологических моделях процесса взаимодействия света с электронами в металле. Простейшая из таких модельных теорий, развитая в работе 65, явилась одним из первых применений квантовой механики в физике твердого тела. Предложенный в работе 65 подход оказался весьма плодотворным, и долгое время развитие теории фотоэффекта шло по пути усовершенствования феноменологических моделей. Было последовательно изучено влияние на ток эмиссии формы потенциального барьера на границе металл — вакуум, температуры, неидеальности поверхности, периодического поля решетки. Следует отметить, что, несмотря на очевидную непоследовательность феноменологического подхода, неоднократно отмечавшуюся его критиками, и чрезмерную упрощенность рассматривавшихся моделей, результаты расчетов, как правило, оказывались в очень хорошем согласии с экспериментом. Феноменологический подход в теории фотоэффекта не потерял своего значения до настоящего времени. Достаточно отметить, что значительная часть результатов в теории объемного и нелинейного поверхностного фотоэффекта получена в рамках модельного рассмотрения и находится в разумном согласии с экспериментом.

Вгорую группу составляют работы, в которых развивается последовательная квантовомеханическая постановка задачи о фотоэмиссии. Важнейшим результатом этих работ явилось понимание причин успеха и пределов применимости феноменологических теорий фотоэффекта. Весьма удобный подход к расчету фотоэмиссии, основанный на пороговом приближении в задаче рассеяния, предложен в работе ²³. Иной, в общих чертах эквивалентный, формализм использовался в работах ^{66, 67}. Существенно, что подход, развитый в ^{23, 66, 67}, позволяет естественным образом учесть многоэлектронные эффекты ^{35, 68}. Основным вычислительным методом в работах второй группы является теория возмущений, весьма удобная при расчетах однофотонной эмиссии. В многофотонном случае основной интерес представляют сильные оптические поля, в которых условие применимости теории возмущений может нарушаться. Ряд результатов для этого случая получен в ²³ путем учета в рамках задачи рассеяния взаимодействия в конечном состоянии.

В этом параграфе мы опишем основные методы расчета фотоэмиссии и полученные с их помощью результаты, уделяя особое внимание случаю сильных оптических полей и некоторым эффектам, характерным для лазерного способа возбуждения фотоэмиссии.

Мы начнем с модельных расчетов тока фотоэмиссии в полях, слабых по сравнению с внутриатомными. Такого рода расчеты для одноквантового фотоэффекта проводились многими авторами (см. ¹⁹); двухквантовая эмиссия рассматривалась в работах ^{13, 69}, трехквантовая — в ³³. Модельный характер расчета состоит в том, что вместо взаимодействия света с металлом рассматривается поглощение света электроном, находящимся в некотором одномерном потенциальном поле. Чаще всего изучается зоммерфельдовская модель, в которой потенциал имеет вид ступеньки: $V(x) = V_0 \theta(x)$. Внешнее поле предполагается слабым и рассматривается как возмущение.

Движение электрона в поле световой волны и потенциала описывается уравнением Шрёдингера

$$i\hbar\frac{\partial\psi}{\partial t} = \partial\theta\psi \tag{6}$$

с гамильтонианом

$$\mathscr{B} = -\frac{\hbar^2}{2m} \Delta + V(x) + \frac{ie\hbar}{mc} \mathbf{A} \nabla + \frac{e^2}{2mc^2} \mathbf{A}^2,$$

тде A (r, t) — вектор-потенциал световой волны; остальные обозначения обычные. Из решения уравнения (6) обычным путем вычисляется ток как функция импульса электрона

$$\mathbf{j}(\mathbf{p}) = \frac{ie\hbar}{2m} \left(\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi \right) - \frac{e^2}{mc} \mathbf{A} \psi^* \psi.$$

Наблюдаемая плотность тока получается отсюда усреднением по фермиевскому распределению $W(\mathbf{p})$:

$$\mathbf{j} = \int d\mathbf{p} \ W(\mathbf{p}) \ \mathbf{j} \ (\mathbf{p}). \tag{7}$$

В слабом поле решение уравнения Шрёдингера (6) можно искать в виде ряда по степеням векторного потенциала. Полагая в (6) $V(x) = V_0 \theta(x)$, $\mathbf{A} = \mathbf{a} \cos \omega t$, запищем волновую функцию в виде

$$\psi = \sum_{k=0}^{\infty} \psi_k \exp\left[-i\left(k\omega + \frac{E}{\hbar}\right)\right].$$
(8)

где $E = p^2/2m$ — энергия электрона в отсутствие поля и $\psi_h \sim |a|^k \sim |\mathcal{E}_0 c/\omega|^k$.

В дальнейшем изложении мы будем следовать работе ⁷⁰, в которой расчет по теории возмущений выполнен для фотоэмиссии произвольного порядка. Из результатов этой работы следуют как частные случаи формулы работ ^{13, 19, 33, 69}. Будем предполагать, что электромагнитное поле проникает в металл. Такое предположение, по-видимому, более естественно при изучении поверхностного фотоэффекта, чем предположение о скачке поля на поверхности. Заметим, что скачки поля и эффективной массы электрона на поверхности могут вносить дополнительный вклад в фотовозбуждение и их учет должен приводить, вообще говоря, к некоторому увеличению тока эмиссии. При необходимости эти эффекты очевидным путем могут быть включены в излагаемый ниже расчет.

Подставляя (8) в (6) и переходя для удобства к атомным единицам, получаем цепочку уравнений для функций ψ_k вида

$$\left(-\frac{1}{2}\Delta+V(x)-E-k\omega\right)\psi_{h}+\frac{i\mathscr{E}_{0}}{2\omega}\nabla\psi_{h-1}+\frac{\mathscr{E}_{0}^{2}}{8\omega^{2}}\psi_{h-2}=0.$$
(9)

Поскольку коэффициенты в уравнениях кусочно-постоянны, решение уравнения (9) записывается в виде комбинации экспоненциальных функций, коэффициенты при которых определяются из условий сшивания ψ_k и их производных при x = 0. Опуская детали вычислений, приведем окончательное выражение для плотности тока (размерные переменные):

$$j_{n} = \int_{M_{n}}^{\infty} dp_{x} f_{n} (p_{x}) \ln \left\{ 1 + \exp \left[\frac{E_{F} - (p_{x}^{2}/2m)}{kT} \right] \right\},$$

$$f_{n} (p_{x}) = \frac{\sqrt{2}}{\pi^{2}} \frac{ekT}{mc\hbar^{3}} p_{x}^{2} \sqrt{p_{x}^{2} + 2m (n\hbar\omega - V_{0})} \times \left| D_{n} \left[i \sqrt{n + \frac{p_{x}^{2}}{2m\hbar\omega}} \right] \right|^{2} \left(\frac{e^{2\mathscr{C}_{1}^{2}}}{2m\hbar\omega^{3}} \right)^{n},$$

$$M_{n} = \left\{ \begin{array}{c} 0, \qquad V_{0} < n\hbar\omega, \\ \sqrt{2m (V_{0} - n\hbar\omega)}, \qquad V_{0} > n\hbar\omega, \end{array} \right\}$$

$$(10)$$

где $D_n(x)$ — некоторая функция, для которой в работе ⁷⁰ приведена рекуррентная формула. При n = 0 формула (10) дает ток термоэлектронной



Рис. 31. Фотоэмиссия из серебра. Расчет по теории возмущений. Сплошная линия — с учетом нагревания катода, штриховая — при нулевой температуре катода.

формула (10) дает ток термоэлектронной эмиссии. При n = 1, 2, 3 из нее следуют известные результаты ^{13, 19, 33, 69}.

Вычисляя квадратуру в формуле (10) при известной зависимости температуры катода от лазерной интенсивности, можно определить люкс-амперную характеристику нелинейного фотоэффекта. Во многих работах эффекты, связанные с нагреванием, не учитывались и интегралы типа (10) вычислялись при T = 0. Если проделать такой расчет в нашем случае, то получается степенная зависимость фототока от нормальной к поверхности катода компоненты электрического поля волны. В качестве примера на рис. 31 штриховой линией показана люкс-амперная характеристика для Ag и лазера на неодимовом стекле, рассчитанная без учета нагревания фотокатода. Она соответствует зависимости *ј ∽ I*⁵. Сплошная кривая на том же рисунке показывает реальную люкс-амперную характеристику с учетом нагревания фотокатода (о расчете последней см. ниже). Кроме очевидного различия между кри-

выми при высоких интенсивностях, следует отметить, что эмиссионный ток, изображаемый сплошной кривой, зависит не только от нормальной к поверхности металла компоненты электрического поля, но также и от касательных компонент. Суммарный ток, складывающийся из парциальных токов с различными степенями нелинейности, обнаруживает сложную поляризационную зависимость.

Из (10) видно, что разложение в (8) идет по степеням параметра $\Delta/\hbar\omega \approx e^2 \mathscr{E}_{\perp}^2/m\hbar\omega^3$. Поэтому для применимости теории возмущений необходимо, во всяком случае, чтобы энергия классических колебаний электрона в поле световой волны была мала в сравнении с работой выхода. Естественно, что для оценки области применимости решения, полученного с номощью теории возмущений, и характера отклонений от этого решения необходим подход, не использующий предположения о слабости поля волны. Впервые такой подход был предложен Келдышем ⁵⁰ и применен к задаче о фотоэмиссии в работах ^{15, 24}. Мы остановимся на некоторых результатах этих работ.

б) Фотоэмиссия при высоких интенсивностях.
 Пределы применимости теории возмущений

В работах ^{15, 24, 50} изучается переход электрона в конечное состояние, соответствующее его движению в поле сильной световой волны. Таким путем точно учитывается эффект действия сильного поля на свободный электрон. В работе ⁶² показано, что основные результаты ⁵⁰ удается более просто получить квазиклассическим методом. В этом пункте мы будем следовать, однако, методу работы ⁵⁰, который позволяет для простейшей модели металла получить, по существу, точное решение задачи о нелинейной фотоэмиссии ²⁴. При этом возникают, конечно, определенные вычислительные трудности, требующие применения численных методов для получения люкс-амперной характеристики ²².

В работе ²⁴ рассматривается зоммерфельдовская модель металла, в которой электроны представляют собой частицы с некоторой эффективной массой, подчиняющиеся статистике Ферми и движущиеся в поле постоянного потенциала. На границе металла потенциал испытывает скачок V₀. Движение электрона описывается нестационарным уравнением Шрёдингера (используется атомная система единиц)

$$i\,\frac{\partial\psi}{\partial t}=\mathscr{B}\psi.$$

Гамильтониан $\mathscr{B} = \mathscr{B}_0 + \mathscr{B}_{int}$, где $\mathscr{B}_0 = -(1/2) \Delta - V_0 \theta (-x)$,

$$\mathscr{H}_{\rm int} = \theta(\mathbf{x}) \left(-\frac{i\sin\omega t}{\omega} \mathscr{E}_0 \nabla + \frac{\mathscr{E}_0^2}{2\omega^2} \sin^2\omega t \right). \tag{11}$$

Приведенная запись \mathscr{H}_{int} соответствует модели, в которой поле не проникает в металл (именно этот случай рассмотрен в ²⁴). Решение можно обобщить на случай произвольного скачка поля на поверхности металла. Для этого надо добавить к \mathscr{H}_{int} член, аналогичный (11), с $\widetilde{\mathscr{E}}_0$ вместо \mathscr{E}_0 и θ (—x) вместо θ (x), а в выражения для волновых функций ввести соответствующие множители.

В работе ²⁴ выписаны решения уравнения Шрёдингера в областях x < 0 и x > 0 и произведено сшивание решений на границе металл — вакуум. Условие сшивания представляет собой бесконечную систему трансцендентных уравнений, решение которой в общем виде представляет значительную трудность. Анализ показывает, однако, что если напряженность поля удовлетворяет условиям

$$\left|\frac{\mathscr{E}_{0}^{*}}{4\omega^{4}}\right| \ll 1, \qquad \left|\frac{\mathscr{E}_{0}^{*}}{256\omega^{6}}\right| \ll 1, \tag{12}$$

систему уравнений можно, упростить и найти ее приближенное решение. Детали довольно громоздких вычислений описаны в работе ²⁴. Заметим, что даже после упрощений вычисление интеграла типа (7) представляет некоторую трудность и выполняется ²⁴ по теореме о среднем. Окончательный результат для нулевой температуры катода дается формулой

$$j_{m} \left(\mathscr{E}_{0}, \omega\right) = (m!)^{2} \left(\frac{\mathscr{E}_{0}^{2}}{2\omega^{3}}\right)^{m} \frac{2E_{F}^{5/2}}{30\pi^{2} (m\omega)^{m} (2\omega)^{1/2}} \times \left[1 - \frac{1}{2} \theta \left(V - m\omega\right) \left(\frac{\widetilde{V} - m\omega}{E_{F}}\right) \left(5 - 3\frac{\widetilde{V} - m\omega}{E_{F}}\right)\right] \overline{C}, \quad (13)$$
FIF

где

$$\widetilde{V} = V_0 + \frac{\mathscr{C}_0^2}{4\omega^2}, \qquad m = \left\langle \frac{A + (\mathscr{C}_0^2/4\omega^2)}{\omega} + 1 \right\rangle, \qquad \overline{C} \approx 1.$$

Формула (13) в общих чертах напоминает формулы, полученные в рамках теории возмущений. Существенное отличие состоит, однако. в том, что в (13) входит глубина потенциальной ямы \widetilde{V} , отсчитанная не от вакуумного уровня, а от средней энергии колебаний электрона в поле волны $\mathcal{E}_{2}^{2}/4\omega^{2}$. Зависимость эмиссионного тока от интенсивности света является степенной. Однако показатель степени сам оказывается слабозависящим от интенсивности. Условия (12), использованные при выводе формулы (13), выполняются, если выполнено неравенство

$$\gamma = \frac{\omega}{\mathscr{C}_0} \sqrt{2V_0} \gg \frac{V_0}{\omega} \approx n.$$

Параметр у в левой части неравенства имеет простой смысл ^{15, 50}: он равен отношению частоты света к частоте туннелирования, т. е. обратному времени прохождения электрона через потенциальный барьер. Значения у « 1 соответствуют такой области частот и напряженностей поля, в которой туннельный переход происходит за время, много меньшее периода поля. Ток в этом пределе описывается известными формулами для эмиссии в постоянном электрическом поле ⁷¹. Согласно ^{15, 50} теории возмущений должен был бы соответствовать противоположный предельный случай у ≫ 1. Анализ²⁴ показывает, однако, что для фотоэмиссии высоких порядков *n* условие применимости теории возмущений оказывается более жестким: $\gamma \gg n$. В ²⁴ показано, что в промежуточной области $1 < \gamma < n$ угол наклона люкс-амперной характеристики $d \ln j/d \ln I$ становится меньше, чем в области малых интенсивностей, где применима теория возмущений. Этот результат находится в качественном согласии с экспериментом: однако измеренная напряженность поля, при которой начинаются отклонения от теории возмущений, отличается от теоретической оценки примерно на порядок. Вероятной причиной расхождения является неучет в 24 кулоновского взаимодействия эмиттированного электрона с поверхностью металла. Кулоновские поправки при другом методе решения оценивались в работе ²³. В аналогичной задаче о многофотонной ионизации атомов этот эффект рассматривался в работах ^{72, 73} (см. обзор вопроса в 62). Методы, использованные в этих работах, не дают возможности получить строгие количественные результаты в практически интересной области напряженностей поля. Понятно, однако, что при учете кулоновского взаимодействия увеличивается размер пространственной области, в которой отличен от нуля градиент потенциала, и возрастает вероятность. фотоионизации. При этом происходит понижение критической напряженности поля, соответствующей изменению степени нелинейности процесса. Эти выводы находятся в качественном согласии с экспериментами как по многофотонной ионизации атомов, так и по нелинейному фотоэффекту с поверхности металлов под действием лазерного излучения. Однако количественного решения этой задачи пока не получено.

в) Влияние нагревания катода на характеристики фототока

Температурные эффекты учитываются автоматически, если усреднение по формуле (7) проводить с учетом зависящей от условий облучения температуры катода. Для определения последней необходимо решить задачу теплопроводности для металла, нагреваемого лазерным импульсом. Вопрос этот подробно рассмотрен в ^{8, 30}. Здесь мы остановимся на наиболее интересном случае воздействия на металл пикосекундного лазерного импульса.

Поглощение света в металле ведет непосредственно к увеличению энергии электронов; нагревание решетки происходит в результате относительно медленного релаксационного процесса, динамику которого удобно описывать в терминах черенковского излучения фононов неравновесными электронами ⁷⁴. Характерное время нагревания решетки за счет обмена энергией с электронами равно по порядку величины 10⁻¹⁰ сек. Для более коротких лазерных импульсов нагревание решетки за время импульса пренебрежимо мало. Учитывая, что при температурах, много меньших энергии Ферми, теплоемкость электронной подсистемы мала, легко понять, что за очень короткое время поглощающие энергию электроны нагреваются до некоторой квазистационарной температуры, определяемой балансом между мощностью, получаемой от световой волны, и мощностью, расходуемой на черенковское излучение фононов и тепловой поток в глубь металла. Таким образом, для температуры электронной подсистемы имеет место уравнение

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(\chi_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \right) - \alpha T_e - (1 - R)_i^{\frac{\partial I}{\partial x}} = 0$$
(14)

где α — «коэффициент теплоообмена» между электронами и решеткой, равный, согласно ⁷⁴, примерно 10¹⁷ э/см³сек.ерад. Из (14) следует, что температура поверхности равна

$$T_e(0, t) \approx \frac{(1-R) I(0, t)}{\sqrt{\alpha \chi_e}}.$$
 (15)

Существенно, что вследствие малой теплоемкости электронов их температура успевает «следить» за интенсивностью дазерного излучения, поэтому термоэлектронная эмиссия практически не запаздывает относительно лазерного импульса. В действительности электронная теплоемкость конечна, и небольшое запаздывание, составляющее по порядку величины $c_e/\alpha \sim (c_i/\alpha) kT_e/E_F \sim 10^{-12}$ сек, имеет место. Более точный расчет температуры электронов и термоэлектронной эмиссии выполнен в работе ²¹. Из этого расчета следует, что для лазерных импульсов длительностью от нескольких пикосекунд до нескольких десятков пикосекунд электронная температура с хорошей точностью является функцией мгновенной интенсивности лазерного излучения, так что имеет смысл говорить об обычной люкс-амперной характеристике при наличии заметного нагревания фотокатода. (В общем случае при наличии запаздывания температуры относительно лазерного импульса можно было бы говорить только о зависимости полного эмиттированного заряда от параметров дазерного импульса.)

Рассмотрим, как влияет нагревание катода на люкс-амперную характеристику. Пусть при нулевой температуре катода минимальное число фотонов, необходимое для вырывания электрона, равно n₀. Нагревание катода ведет к появлению электронов с энергией выше уровня Ферми, поэтому становится возможным процесс эмиссии с поглощением меньшего,

.

чем n₀, числа фотонов. Легко видеть, что по порядку величины отношение *n*-фотонного и *n* — 1-фотонного токов равно

$$\frac{j_n}{j_{n-1}} = c_n \frac{\Delta}{\hbar \omega} \exp\left(\frac{\hbar \omega}{kT}\right) = c_n \xi(I),$$

лде

$$\xi(I) = \frac{I}{I_2} \exp\left(\frac{I_1}{I_0 + I}\right),$$

$$I_{0} = \frac{T_{0}\sqrt{\alpha\chi_{e}}}{1-R} \sim \frac{10^{5}T_{0}}{1-R}, \quad I_{1} = \frac{\hbar\omega I_{0}}{kT_{0}} \sim \frac{10^{-6}\omega}{1-R}, \quad I_{2} = \frac{mc\hbar\omega^{3}}{2\pi e^{2}} \sim 2 \cdot 10^{-34} \omega^{3}$$

и через T₀ обозначена начальная температура катода. При выводе написанных формул было использовано соотношение (15). Полный ток равен

$$j = j_{n_0} P\left(\xi\right),$$

где P (ξ) — некоторый полином степени n₀. Вычисляя показатель нелинейности суммарного тока

$$n=\frac{d\ln j}{d\ln I}=n_0+\delta(I),$$

легко убедиться, что при малых интенсивностях $I < I_0^2/I_1$ добавка $\delta(I)$, происходящая от температурных эффектов, отрицательна, что находится в соответствии с результатами экспериментов ¹¹. При $I \sim I_0^2/I_1$ добавка $\delta(I)$ меняет знак и остается положительной вплоть до интенсивностей порядка I_1 . Таким образом, наблюдаемый наклон люкс-амперной характеристики довольно сложным образом зависит от интенсивности.

Приведенные оценки указывают на необходимость строгого учета температурных эффектов в многофотонной эмиссии. Соответствующие





Рис. 32. Зависимость составляющих эмиссионного тока от интенсивности (Ац, неодимовый лазер).



вычисления были проведены в работе ²². Парциальные токи как функции квазиимпульса электрона, отвечающие поглощению n_0 , $n_0 - 1$ и т. д. фотонов были рассчитаны численными методами с использованием модели Силина ²⁴. Затем было произведено усреднение по фермиевскому распределению с температурой, зависящей от лазерной интенсивности ²¹. Результаты расчета для Au и излучения неодимового лазера ($n_0 = 5$) представлены на рис. 32, 33. На рис. 32 показана зависимость от интенсивности

излучения усредненных парциальных токов с n от 1 до 5. Кривые рассчитаны для двух значений начальной температуры и коэффициента отражения катода R = 0,99. Зависимость показателя нелинейности суммарного тока от лазерной интенсивности приведена на рис. 33. Из расчетов ²² следует, что в рассматриваемом интервале интенсивностей $\delta(I)$ положительна. При интенсивности порядка 15 $\Gamma em/cm^2$ к основному пятиквантовому току добавляется четырехквантовый, вклад которого быстро возрастает с ростом интенсивности. При $I \sim 40$ $\Gamma em/cm^2$ вклады от всех

переходов с $n \ll 4$ становятся одного порядка. Вклад тока j_6 остается пренебрежимо малым.

Аналогичный описанному расчет люкс-амперной характеристики для серебра и излучения неодимового лазера был проведен в работе 70. Плотности токов в зависимости от квазиимпульса электронов вычислялись по теории возэлектронов вы политист - - - - - - - - Затем к мущений, развитой в работе ⁷⁰. Затем к проводилось усреднение по энергетираспределению электронов ческому с температурой, вычисленной в ²¹. Результат показан сплошной кривой на рис. 31. Для сравнения приведена характеристика пятиквантовой фотоэмиссии (штриховая линия). В работе 70 рассчитана также зависимость фототока от частоты лазерного излучения (рис. 34). Расчет выполнен для фотокатода из серебра. Видно, что зависимость эмиссионного тока от частоты является немонотонной. Однако при высоких интенсивностях из-за нагревания катода происходит перемешива-



Рис. 34. Зависимость фототока от энергии фотонов при различных интенсивностях света.

1—10⁹, 2—4 · 10¹⁰, 3—7 · 10¹⁰, 4—10¹¹ вт/см². Катод из Ад; расчет по теории возмущений.

ние токов разных порядков, приводящее к сглаживанию частотной зависимости суммарного тока.

Как уже отмечалось в гл. 4, качественным подтверждением описанных расчетов могут служить эксперименты ⁶³, где для импульсов с нерегулярной структурой наблюдалось повышение показателя нелинейности по сравнению с гладкими импульсами той же интенсивности. Поскольку для нерегулярных импульсов мгновенные значения интенсивности могут значительно превышать средние по импульсу, в этом случае естественно ожидать более существенного нагревания катода, чем в случае гладкого импульса, что и может стать причиной наблюдаемого увеличения нелинейности.

Приведенная интерпретация не является, однако, единственно возможной. В работе ⁷⁵ был предложен иной вариант объяснения результатов ⁶³. Согласно ⁷⁵ механизм эмиссии является двухстадийным: сначала в результате поглощения света происходит возбуждение в металле поверхностных плазмонов; затем взаимодействие плазмонов с электронами приводит к появлению эмиссионного тока. Поскольку энергия плазмона превышает работу выхода, наблюдаемое значение показателя нелинейности должно быть больше n_0 . По-видимому, необходимы дополнительные эксперименты, которые позволили бы более определенно судить о механизме возникновения эмиссии с аномально высокими степенями нелинейности.

г) Анализ поверхностного фотоэффекта, основанный на теории пороговых явлений

Для теории нелинейной фотоэмиссии большое значение имеет обоснование и выяснение пределов применимости феноменологического подхода, с помощью которого получено большое число существенных результатов. Важен, в частности, ответ на вопрос: до какой степени результаты феноменологического рассмотрения связаны с особенностями конкретной модели. Достаточно полный ответ на этот вопрос дан в цикле работ Бродского и Гуревича, изложенных в монографии ²³. В случае линейного фотоэффекта тот же вопрос иными методами исследовался в работах ^{66, 67}. Поскольку исчерпывающая информация о состоянии проблемы имеется в работе ²³, мы не будем останавливаться на подробностях и приведем лишь постановку задачи и основные результаты.

Фотоэмиссия электрона рассматривается ²³ как неупругое рассеяние фотона металлом. Общий анализ такого рассеяния можно провести, не прибегая к рассмотрению конкретной модели рассеивателя, в рамках так называемого порогового приближения. Основное предположение, лежащее в основе порогового приближения, состоит в том, что конечная энергия электрона предполагается малой в сравнении с энергией связи электрона в металле. Для вычисления эмиссионного тока надо найти волновые функции конечного состояния. После отделения временного множителя координатная часть этих функций удовлетворяет на большом расстоянии $x > x_0$ от поверхности уравнению Шрёдингера

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + p^2 - 2V(x)\right]\psi = 0.$$

В случае *п*-фотонной эмиссии

$$p^2 = 2E_f - p_{\parallel}^2$$
, $E_f = E_i + n\omega$.

Потенциал V(x) описывает кулоновское взаимодействие эмиттированного электрона с поверхностью $V(x) = (2\varepsilon x)^{-1}$, ε — диэлектрическая постоянная. При эмиссии в электролит этим взаимодействием можно пренебречь. По известным асимптотическим решениям написанного уравнения можно вычислить ток на большом расстоянии от поверхности:

$$i(p) = p |\Lambda|^2 |C_0|^2, \quad C_0^2 = \frac{\mu}{[\exp \mu - 1]}, \quad \mu = -(4\epsilon p)^{-1},$$

Входящий в выражение для j(p) множитель $|\Lambda|^2$ определяется взаимодействием электрона со световой волной в поверхностном слое, где велик градиент потенциала, и не может быть найден в общем виде. Если принять модель свободных электронов в потенциальном ящике глубиной V_0 , то для однофотонного поверхностного эффекта расчет ${}^{(14, 61)}$ дает $|\Lambda^{(1)}|^2 = 2E_F \mathscr{E}_1^2 / \omega^4$. Для поглощения большого числа фотонов из теории возмущений следует оценка по порядку величины $|\Lambda^{(n)}|^2 \sim |\Lambda^{(1)}|^2 (\mathscr{E}_1^2 / \omega^3)^{n-1}$. Используя это выражение и усредняя ток по энергетическому распределению электронов, получаем формулу для тока *n*-фотонной эмиссии (размерные переменные)

$$j_n = \frac{m (kT)^2}{2\pi^2 \hbar^3} |\Lambda^{(n)}|^2 \sqrt{\frac{E_e}{E_F}} \int_0^\infty dx \left[1 - \exp\left(-\sqrt{\frac{\sigma}{x}}\right)\right]^{-1} \ln\left(1 + e^{\beta\sigma - x}\right),$$

где

$$\sigma = \frac{E_e}{kT}, \qquad \beta = \frac{\hbar (n\omega - \omega_0)}{E_e},$$
$$E_e = \frac{\pi^2 e^4}{8e^2\hbar^2} \quad \mathbf{n} \quad \omega_0 = \frac{A}{\hbar}.$$

В пределе низких температур для эмиссии в вакуум получаем

$$n = \begin{cases} 0, & n\omega < \omega_0, \\ \frac{m}{4\pi^2 \hbar^2} |\Lambda^{(n)}|^2 \sqrt{\frac{E_e}{E_F}} & (n\omega - \omega_0)^2, & n\omega > \omega_0. \end{cases}$$

В случае эмиссии в диэлектрик выражение для тока зависит от значения параметра β . В непосредственной окрестности порога, когда $\beta \ll 1$, получается тот же результат, что и для эмиссии в вакуум. Однако для достаточно больших є может реализоваться случай $\beta \gg 1$, когда силы изображения не влияют на движение электрона. Результат в этом случае имеет вид

$$j_{n} = \frac{2m}{15\pi^{2}\hbar^{3/2}} E_{F}^{-1/2} |\Lambda^{(n)}|^{2} (n\omega - \omega_{0})^{5/2} \qquad (n\omega > \omega_{0}).$$

Эта формула получила подтверждение при исследовании фотоэмиссии в электролит.

д) Замечания об объемном нелинейном фотоэффекте

До сих пор наше обсуждение касалось преимущественно поверхностного фотоэффекта, при котором поглощение света обусловлено градиентом потенциала в приповерхностном слое. Другой причиной поглощения света в металлах является рассеяние электронов на фононах и примесях в объеме. Этот механизм является причиной объемного фотоэлектрического эффекта. Существенные физические различия между поверхностным и объемным фотоэффектом были указаны в работе Тамма и Шубина ⁷⁶.

Экспериментально характер поглощения устанавливается обычно по поляризационной зависимости фототока. Соответствующие измерения для нелинейной фотоэмиссии, описанные в гл. 2 и 4, показывают, что для n = 3, 5 фотоэмиссия носит поверхностный характер. В то же время результаты работы ³⁴ показывают, что двухфотонный фотоэффект на натрии является объемным. Эксперименты ^{42–45} указывают на объемный характер двухфотонной эмиссии в раствор электролита. Значительная объемная компонента характерна также для однофотонной эмиссии (см. ^{37, 77}). По-видимому, одна из причин отсутствия объемной компоненты в фотоэмиссии с достаточно высокой степенью нелинейности состоит в том, что толщина слоя внутри металла, в котором напряженность поля достаточна для получения заметного фототока, в случае *n*-квантового процесса в *n* раз меньше, чем в случае одноквантового.

В линейном случае экспериментальные данные по объемному фотоэффекту хорошо объясняются феноменологической теорией Спайсера и др. ^{37, 48, 49}, которая рассматривает эмиссию как последовательность трех процессов: оптического возбуждения электронов в объеме металла, движения части возбужденных электронов к поверхности и последующего преодоления поверхностного барьера. Рассеяние электронов в объеме и их отражение от поверхности в простейшем случае учитываются введением эффективной длины выхода электронов. В ряде работ (см., например, ^{78, 79}) движение возбужденного электрона к поверхности рассматривается более детально с использованием модели случайных блужданий.

Очевидным недостатком теории ³⁷ является разделение акта эмиссии на отдельные стадии, из которых только первая трактуется как квантовый переход. Возможность такого разделения сама по себе не очевидна, что и послужило основанием для критики модели Спайсера в работе ⁸⁰. Замечания о пределах применимости модели ³⁷ можно найти в статье ⁸¹.

Попытка использования трехстадийной модели для построения теории объемного двухквантового фотоэффекта была предпринята в работах ^{34, 36}. В этих работах, однако, не был произведен расчет вероятностей оптических переходов в металле с поглощением двух фотонов, поэтому найденные в них соотношения нельзя непосредственно сравнивать с экспериментом.

Матричные элементы перехода были рассчитаны Бродским и Царевским⁸¹, которые рассмотрели задачу о фотоэмиссии из изолированного центра со сферически симметричным потенциалом, а затем обобщили этот результат на модель металла, в которой волновые функции внутри металла определяются сферически симметричными потенциалами ионных остовов в каждой ячейке. Не останавливаясь на деталях расчета (см.⁸¹), приведем наиболее существенные результаты. Выше отмечалось, что отношение парциальных токов, соответствующих поглощению n и n - 1 фотонов при T = 0 равно по порядку величины параметру теории возмущений $\Delta/\hbar\omega \sim e^2 \mathscr{E}^2/m\hbar\omega^3$. В случае объемного фотоэффекта для отношения j_2/j_1 имеет место оценка

$$\frac{j_2}{j_1} \approx \frac{\Lambda}{\hbar\omega} \left[(\hbar\omega)^{-1} \frac{m}{\hbar^2} \left(\frac{r^2 \partial V(r)}{\partial r} \right)^2 \right],$$

где V (r) — потенциал ионного остова и чертой сверху обозначено усреднение по элементарной ячейке. Обычно выражение в квадратных скобках порядка нескольких Ідесятков, так что относительная вероятность двухквантового объемного фотоэффекта значительно выше, чем поверхностного. Этот результат согласуется с экспериментами по эмиссии в раствор электролита ⁴³, где непосредственно измерялось отношение двухфотонного и однофотонного токов. Зависимость объемного фототока от углов падения и поляризации определяется зонной структурой металла. Для металла с *s*-зоной при поляризации света в плоскости падения (*p*-поляризация) угловая зависимость дается формулами

$$i_{1p} \sim (\omega - \omega_0)^{\nu} \left[\sin^2 \zeta + O\left(\frac{\omega - \omega_0}{\omega_0}\right) \right],$$

$$j_{2p} \sim (2\omega - \omega_0)^{\nu} \left[\sin^4 \zeta + O\left(\frac{2\omega - \omega_0}{\omega_0}\right) \right],$$

где ζ — угол прохождения света в металле, связанный с углом падения формулами Френеля ^{19, 82}, v = 2 для эмиссии в вакуум и v = 5/2 для эмиссии в электролит. Для света, поляризованного перпендикулярно плоскости падения (s-поляризация) ток однофотонной эмиссии не зависит от углов. Приведенные формулы относятся к пороговой области энергий $|n\omega - \omega_0| \ll \omega_0$. Из них следует, что объемный фототок должен обнаруживать столь же резкую поляризационную зависимость, как и поверхностный.

Отметим, далее, что, согласно⁸¹, при нормальном падении света квадратичный закон Фаулера для эмиссии в вакуум должен переходить в кубический. Наблюдавшееся в работе⁸³ отклонение от закона Фаулера для фотоэмиссии из монокристаллов меди можно, по-видимому, рассматривать как подтверждение этого вывода теории.

Для металлов со сложной зонной структурой, в которых начальное состояние электрона соответствует отличному от нуля орбитальному моменту, угловая зависимость двухфотонного фототока при *p*-поляризации падающей волны дается соотношением

$$j_{2p} \sim (2\omega - \omega_0)^{\nu} (a \sin^4 \zeta + b \sin^2 \zeta \cos^2 \zeta + c \cos^4 \zeta),$$

,

где постоянные a, b и c могут быть одного порядка, так что, в отличие от поверхностного фотоэффекта, фототок при нормальном падении света может сравниться с измеряемым при косом падении.

Таким образом, существующие теоретические модели нелинейного фотоэффекта дают удовлетворительное качественное объяснение экспериментальных данных. Весьма существен прогресс в понимании фотоэффекта сильных оптических полях. Однако ряд тонких деталей эффекта, в в частности зависимость эмиссионного тока от частоты света в непороговом множителе, связь его угловой и поляризационной зависимостей с зонным строением металла, требуют дальнейшего теоретического и экспериментального изучения. В то же время достигнутый уровень теории и эксперимента допускает количественное описание основных черт многофотонного фотоэффекта.

В заключение авторы выражают свою искреннюю благодарность С. Д. Бабенко, Я. Бергу, А. М. Бродскому, Н. Б. Делоне, Н. А. Инога-мову, И. И. Канторовичу, Н. Кроо и З. Хорвату за многочисленные полезные обсуждения и помощь на различных этапах работы.

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау АН СССР Институт химической физики АН СССР, Черноголовка (Московская обл.) Центральный институт физических исследований Венгерской Академии наук, Будапешт

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- 1. Н. Б. Делоне, УФН 115, 361 (1975). 2. J. L. Nuckolls, L. Wood, A. Thiessen, G. Zimmermann, Nature 239, 139 (1972).
- 3. К. Вгисскиег, S. Jогиа, Rev. Mod. Phys. 46, 325 (1974). 4. А. М. Прохоров, С. И. Анисимов, П. П. Пашинин, УФН 119, 401 (1976).

- 5. В. С. Летохов, С. Б. Мур, Квант. электрон. 3, 122, 485 (1976). 6. А. П. Казанцев, Автореферат докт. диссертации, М., ИТФ АН СССР, 1976. 7. И. Б. Левинсон, ФТП 7, 1673 (1973). 8. С. И. Анисимов, Я. А. Имас, Г. С. Романов, Ю. В. Ходыко, Действис имов, л. х. имас, г. с. гоманов, ю. в. х. одыко, денствие излучения большой мощности на металлы, М., «Наука», 1970.
 P. P. Barashev, Phys. Stat. Sol. a9, 9 (1972).
 R. E. B. Makinson, M. J. Buckingham, Proc. Phys. Soc. A64, 135 (1951).
 M. C. Teich, J. M. Schroeder, G. J. Wolga, Phys. Rev. Lett. 13, 611 (1964).
 Gy. Farkas, Z. S. Náray, P. Varga, Phys. Lett. A24, 572 (1967).
 R. L. Smith, Phys. Rev. 128, 2225 (1962).
 A. dawi jbid A424, 788 (4064).

- R. L. Smith, Phys. Rev. 128, 2225 (1962).
 L. Adawi, ibid. A134, 788 (1964).
 Ф. В. Бункин, М. В. Федоров, ЖЭТФ 48, 1341 (1965).
 Е. М. Logothetis, P. L. Hartman, Phys. Rev. 187, 460 (1969).
 A. Д. Гладун, П. П. Барашев, УФН 98, 493 (1969).
 Gy. Farkas, in: Conference on Interaction of Electrons with Strong Electromagnetic Field. Invited Papers, Budapest, 1973, p. 179.
 A. В. Соколов, Оптические свойства металюв, М., Физматгиз, 1961.
 Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 52, 1610 (1967).
 С. И. Анисимов, Б. Л. Канедиович, Т. Л. Цередьман, ЖЭТФ 66.

- 21. С. И. Анисимов, Б. Л. Капелнович, Т. Л. Перельман, ЖЭТФ 66, 776 (1974). 22. S. I. Anisimov, N. A. Inogamov, Yu. V. Petrov, Phys. Lett. A55, 449
- (1976).
- 23. А. М. Бродский, Ю. Я. Гуревич, Теория фотоэмиссии из металлов, М., А. М. Бродский, Ю. А. Гуревич, неория фотоэмиссии из металлов, м., «Наука», 1973.
 А. П. Силин, ФТТ 12, 3553 (1970).
 Е. Рапаrella, Lett. Nuovo Cimento 3, 417 (1972).
 Gy. Farkas, Z. Gy. Horváth, I. Kertész, G. Kiss, ibid. 1, 314 (1971).
 D. Lichtman, J. F. Ready, Phys. Rev. Lett. 10, 342 (1963).
 C. M. Verber, A. M. Adelman, J. Appl. Phys. 36, 1522 (1965).
 R. E. Honig, J. R. Woolston, Appl. Phys. Lett. 2, 138 (1963).
 Дж. Рэди, Действие мощного лазерного излучения, М., «Мир», 1974.

- 31. J. F. Ready, Phys. Rev. 137, 620 (1965).

- 32. W. I. K necht, Appl. Phys. Lett. 8, 254 (1966).
 33. M. E. Marinchuk, Phys. Lett. A34, 97 (1971).
 34. M. C. Teich, G. J. Wolga, Phys. Rev. 171, 809 (1968)
 35. M. C. Teich, G. J. Wolga, J. Opt. Soc. Am. 57, 542 (1967).

- Bloch, J. Appl. Phys. 35, 2052 (1964).
 N. Smith, W. E. Spicer, Phys. Rev. 188, 593 (1961).
 Gy. Farkas, I. Kertész, Zs. Náray, P. Varga, Phys. Lett A25, 527 (1967).

- (1967).
 39. Е. М. Logothetis, P. L. Hartman, Phys. Rev. Lett. 18, 581 (1967).
 40. Gy. Farkas, I. Kertész, Zs. Náray, Phys. Lett. A28, 190 (1968).
 41. М. Louis-Jacquet, C. R. Ac. Sci. B273, 192 (1971).
 42. Л. И. Коршунов, В. А. Бендерский, В. И. Гольданский, Я. М. Золотовицкий, Письма ЖЭТФ 7, 55 (1968).
 43. С. Д. Бабенко, В. А. Бендерский, Т. С. Руденко, ibid. 17, 71 (1973).
 44. С. Д. Бабенко, В. А. Бендерский, А. Г. Кривенко, Т. С. Руденко, ФТТ 16, 1337 (1974).
 45. S. D. Ваберко, V. A. Benderskii, А. G. Кгічерко, А. М. Brod-
- S. D. Babenko, V. A. Benderskii, A. G. Krivenko, A. M. Brodskii, G. I. Velichko, Phys. Stat. Sol. (1976).
 G. C. Barker, A. W. Gardner, G. Bottura, J. Electroanal. Chem. 45, 21
- (1973). 47. V. A.
- (1975).
 47. V. A. Benderskii, S. D. Babenko, Ya. M. Zolotovitskii, A. G. Krivenko, T. S. Rudenko, ibid. 56, 325 (1974).
 48. C. N. Berglund, W. E. Spicer, Phys. Rev. 136, 1030 (1964).
 49. C. N. Berglund, W. E. Spicer, ibid., p. 1044.
 50. Л. В. Келдыш, ЖЭТФ 47, 1945 (1964).
 51. Y. Gontier, N. K. Rahman, Nuovo Cimento 9, 537 (1974).
 52. S. Coltmon, W. P. Torguo, L. Phys. B7, L22 (1074).

- 52. S. Geltman, M. R. Teague, J. Phys. **B7**, L22 (1974). 53. M. H. Mittleman, Phys. Lett **A47**, 55 (1974). 54. A. M. Бродский, Ю. Я. Гуревич, ЖЭТФ 60, 1452 (1971). 55. H. Г. Басов, М. М. Бутслов идр., ЖЭТФ 65, 906 (1973). 56. Gy. Farkas, Z. Gy. Horváth, Lasern und ihre Anwendungen, Dresden, 1970. 57. Gy. Farkas, Z. Gy. Horváth, I. Kertész, Lett. Nuovo Cimento 1, 1606 (1974) (1971).
- 58. Gy. Farkas, Z. Gy. Horváth, I. Kertész, Phys. Lett. A39, 231 (1972).
- 59. Gy. Farkas, Z. Gy. Horváth, Optics Comm. 12, 392 (1974). 60. Gy. Farkas, L. A. Lompre, J. Thebault, Saclay Preprint D Ph 75.186 (1975).
- 61. K. Mitchell, Proc. Roy. Soc. A153, 513 (1936).
- 62. А. И. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, Рассеяние, реакции
- и распады в нерелятивистской квантовой механике, М., «Наука», 1971. 63. Gy. Farkas, Z. Gy. Horváth, L. A. Lompre, G. Petite, in: 2nd Confe-rence on Interaction of Electrons with Strong Electromagnetic Field, Budapest, 6-10 October 1975, Abstract of Contributed Papers. 64. S. I. An isimov, N. A. Inogamov, Yu. V. Petrov, ibid.

- 65. R. H. Fowler, Phys. Rev. 38, 45 (1931).
 66. W. L. Schaich, N. W. Ashcroft, ibid. B3, 2452 (1971).
 67. G. Mahan, Phys. Rev. Lett. 24, 1068 (1970).
- 68. L. Sutton, ibid., p. 386.
- 69. М. Е. Маринчук, Изв. АН Молд. ССР, сер. физ.-матем. наук 12, 93 (1966). 70. И. И. Канторович, ЖТФ 47, 660 (1977).
- 71. Г. Бете, А. Зоммерфельд, Электронная теория металлов, М. Л., ГТТИ, 1933.

- 72. А. М. Переломов, В. С. Попов, ЖЭТФ 54, 1799 (1967). 73. А. И. Никишов, В. И. Ритус, ЖЭТФ 52, 223 (1967). 74. М. И. Каганов, И. М. Лифшиц, Л. В. Танатаров, ЖЭТФ 31, 242 (1956).

- (1956).
 75. N. Кгоб, цит. в⁶³ сборник.
 76. I. Татт, S. Schubin, Zs. Phys. 68, 71 (1931).
 77. W. F. Krolikowski, E. Spicer, Phys. Rev. B1, 478 (1970).
 78. E. O. Kane, ibid. 147, 335 (1966).
 79. S. W. Duckett, 'ibid. 166, 302 (1968).
 80. G. D. Маћап, ibid. B2, 4334 (1970).
 81. А. М. Бродский, А. В. Царевский, ЖЭТФ 69, 936 (1975).
 82. М. Борн, Э. Вольф, Основы оптики, М., «Наука», 1970.
 83. Р. О. Gartland, S. Berge, B. Slagswold, Phys. Rev. Lett. 30, 916 (1973). (1973).