

ВНЕШНИЙ МНОГОКВАНТОВЫЙ ФОТОЭФФЕКТ*А. Д. Глади, П. П. Барашев*

1. ВВЕДЕНИЕ

В последние годы возобновился интерес к изучению внешнего фотоэффекта — эмиссии электронов из вещества в вакуум или в другое вещество под действием электромагнитного излучения. Возрождение интереса к внешнему фотоэффекту обусловлено развитием методов генерации мощного когерентного электромагнитного излучения, вызвавшим появление новых интенсивных источников света. Благодаря появлению мощных источников света в последние годы был поставлен ряд новых экспериментов по наблюдению одноквантовой фотоэмиссии на границах металл — диэлектрик и металл — полупроводник с целью исследования величины и структуры потенциального барьера (см., например, ¹⁻³). Начаты эксперименты на границе металл — раствор электролита ⁵⁻⁸. Особенности строения границы раздела металл — электролит дают возможность, прикладывая малую разность потенциалов, существенно менять свойства поверхности и ее фотоэмиссионные характеристики. Это открывает возможность использования внешнего фотоэффекта для получения важной информации о свойствах границ раздела и адсорбционных слоев. С другой стороны, появление мощных источников света позволяет экспериментально исследовать внешний многоквантовый фотоэффект. Это имеет немало важное принципиальное значение.

В данной статье дается обзор работ, посвященных теоретическому и экспериментальному изучению внешнего многоквантового фотоэффекта, выполненных в последние годы. Элементарный акт внешнего многоквантового фотоэффекта в металлах в видимой и ультрафиолетовой областях спектра обусловлен поглощением фотонов электронами проводимости; в полупроводниках и диэлектриках определяющим является возбуждение электронов из связанных состояний — из валентной зоны, дефектов или поверхностных состояний. Это приводит к существенному различию фотоэмиссионных свойств металлов и полупроводников или диэлектриков. Ниже поэтому мы рассматриваем работы по внешнему многоквантовому фотоэффекту в металлах и диэлектриках отдельно (гл. 2 и 3).

Авторы работы ⁹ при экспериментальном исследовании внешнего многоквантового фотоэффекта обнаружили различие в величине вероятности двухфотонного перехода в когерентном и некогерентном световых потоках одинаковой интенсивности и спектрального состава. Ввиду принципиальной важности обнаруженного эффекта мы детально рассматриваем этот круг вопросов в гл. 4 обзора.

Строго говоря, к работам по внешнему многоквантовому фотоэффекту следует отнести также работы по многофотонной ионизации отдельных

атомов или молекул в газах, а также работы по соответствующим многоквантовым фотоядерным реакциям. Такие работы, однако, ниже не рассматриваются. Мы ограничиваемся, таким образом, рассмотрением внешнего многоквантового фотоэффекта в конденсированных средах.

В обзоре учтены работы, появившиеся в печати до 1 января 1969 г.

2. ВНЕШНИЙ МНОГОКВАНТОВЫЙ ФОТОЭФФЕКТ В МЕТАЛЛАХ

2.1. Т е о р и я

Законы сохранения энергии и импульса исключают возможность поглощения фотона свободным электроном. Поглощение фотонов электронами проводимости в металле может поэтому происходить либо в приповерхностном слое, где скачок потенциала и экспоненциальный спад волновой функции электрона вне металла делают электроны проводимости связанными, либо в объеме металла, где в качестве третьего тела при взаимодействии электронов и фотонов выступают фононы или примеси. В соответствии с этим внешний фотоэффект в металлах может быть поверхностным или объемным. Поверхностный фотоэффект преобладает при частотах света ниже порога ультрафиолетовой прозрачности металла ω^* , причем соответствующая ω^* энергия фотонов достигает 8—10 эв^{10, 11}. В большинстве теоретических работ, посвященных вычислению многоквантового фототока в металлах, рассматривается поверхностный фотоэффект. На первой стадии изучения вопроса это, по-видимому, естественно, так как энергия фотонов оптических квантовых генераторов (ОКГ), применяемых в настоящее время для возбуждения многоквантового фотоэффекта, не превышает, как правило, 3,5 эв.

Задача вычисления многоквантового фототока ставится при этом следующим образом. На плоскую границу раздела металла со средой, совпадающую с координатной плоскостью y, z , падает плоская монохроматическая волна с частотой ω такой, что

$$1 < \frac{\chi}{\hbar\omega} < n, \quad (2,1)$$

где χ — работа выхода металла, \hbar — постоянная Планка, n — целое число, большее единицы (порядок фотоэффекта). Предполагая определенную модель потенциального поля, в котором движутся электроны проводимости в металле, требуется найти ток фотоэлектронной эмиссии в вакуум или другое вещество. Эта задача распадается на две части. В первой из них должна быть определена x -компонента плотности парциального электронного тока при $x \rightarrow \infty$ (металл заполняет полупространство $x < 0$)

$$\mathbf{j}_0 = \frac{ie\hbar}{2m} (\psi \nabla \psi^* - \psi^* \nabla \psi) - \frac{e^2}{mc} \mathbf{A} \psi^* \psi, \quad (2,2)$$

где \mathbf{A} — вектор-потенциал волны (ниже всюду выбрана кулоновская калибровка потенциалов: $\text{div } \mathbf{A} = \varphi = 0$). Для этого необходимо решить волновое уравнение для системы «электрон в металле + электромагнитное излучение». Гамильтониан такой системы можно представить в виде

$$\hat{\mathcal{H}} \equiv \hat{\mathcal{H}}_0 + \hat{\mathcal{H}}_1, \quad (2,3)$$

где

$$\hat{\mathcal{H}}_0 = \hat{\mathcal{H}}_e + \hat{\mathcal{H}}_r = \frac{1}{2m} \hat{\mathbf{p}}^2 + V(\mathbf{r}) + \hat{\mathcal{H}}_r,$$

$\hat{\mathcal{H}}_e$ — гамильтониан свободного поля излучения, а $\hat{\mathcal{H}}_1$ — гамильтониан электрон-фотонного взаимодействия.

Функция ψ в (1,2) удовлетворяет уравнению Шрёдингера

$$i\hbar \frac{\partial \psi}{\partial t} = \hat{\mathcal{H}}\psi. \quad (2,4)$$

Во второй части задачи путем интегрирования выражения (2,2) по импульсам вылетающих электронов и по всем состояниям электронов в металле вычисляется величина фототока.

Различные теоретические работы по внешнему поверхностному фотоэффекту отличаются друг от друга по существу различными подходами к решению первой части задачи о вычислении фототока.

Рассмотрим вначале простейший случай — случай двухквантового фотоэффекта: $n = 2$ (см. (2,1)). Возможность наблюдения двухквантового поверхностного фотоэффекта впервые обсуждалась в работе Р. Мейкинсона и М. Бакингема¹², где была произведена оценка порядка величины двухквантового фототока без конкретизации вида потенциального барьера на границе металл — вакуум.

Первой работой, в которой был детально проанализирован поверхностный двухквантовый фотоэффект, является, по-видимому, работа Р. Смита¹³. Представим гамильтониан $\hat{\mathcal{H}}$ в виде (см., например, ¹¹)

$$\hat{\mathcal{H}} = -\frac{\hbar^2}{2m} \nabla^2 + V(x, y, z) + \frac{i\hbar e}{mc} \mathbf{A} \nabla + \frac{e^2}{2mc^2} \mathbf{A}^2. \quad (2,5)$$

Вводя безразмерные величины¹³

$$\left. \begin{aligned} x' &= \frac{x}{\lambda_0} \sqrt{2}, & \lambda_0 &= \frac{\hbar}{mc}, & t' &= \frac{t}{\lambda_0} c, \\ \nabla' &= \frac{\lambda_0}{\sqrt{2}} \nabla, & W &= \frac{V}{mc^2}, & \mathbf{G} &= \frac{e\mathbf{A}}{mc^2 \sqrt{2}}, \end{aligned} \right\} \quad (2,6)$$

запишем уравнение (2,4) в виде (штрихи в дальнейшем опущены)

$$\nabla^2 \psi - W\psi + i \frac{\partial \psi}{\partial t} = 2i\mathbf{G} \nabla \psi + \mathbf{G}^2 \psi. \quad (2,7)$$

Ищем решение уравнения (2,7) в виде ряда теории возмущений

$$\psi = \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \psi(n) e^{i(\alpha+n\omega)t}, \quad (2,8)$$

где α — безразмерная константа, соответствующая энергии электрона при $\mathbf{A} = 0$. Пусть

$$\mathbf{G} = \mathbf{K}e^{i\omega t} + \mathbf{M}e^{-i\omega t}, \quad (2,9)$$

где $\mathbf{K} = \mathbf{M}^*$. Подставляя (2,8) и (2,9) в (2,7) и приравнивая нулю коэффициенты при членах вида $e^{i(\alpha+k\omega)t}$, находим

$$\begin{aligned} [\nabla^2 - W - (\alpha + k\omega) - 2\mathbf{K}\mathbf{M}] \psi(k) - 2i\mathbf{K}\nabla \psi(k-1) - \\ - 2i\mathbf{M}\nabla \psi(k+1) - \mathbf{M}^2 \psi(k+2) - \mathbf{K}^2 \psi(k-2) = 0. \end{aligned} \quad (2,10)$$

Полагаем, что $\psi(n)$ имеет порядок $|\mathbf{G}|^{|n|}$; тогда уравнение (2,10) в пренебрежении членами порядка выше первого дает

$$[\nabla^2 - W - (\alpha - \omega)] \psi(-1) - 2i\mathbf{M}\nabla \psi(0) = 0, \quad (2,11)$$

$$[\nabla^2 - W - \alpha] \psi(0) = 0, \quad (2,12)$$

$$[\nabla^2 - W - (\alpha + \omega)] \psi(1) - 2i\mathbf{K}\nabla \psi(0) = 0. \quad (2,13)$$

Заметим, что функция $\psi(1)$ соответствует энергетическому уровню, меньшему на величину $\hbar\omega$ энергии начального состояния; $\psi(-1)$ соответствует уровню, на величину $\hbar\omega$ большему энергии начального состояния, а функция $\psi(0)$ соответствует состоянию без электромагнитного поля.

Запишем вектор-потенциал падающей на границу металла монохроматической волны в виде

$$\mathbf{A} = 2A_0 \cos(\omega t - \mathbf{k}\mathbf{r}) = 2A_0 \cos(\omega t + kx \cos \theta + ky \sin \theta), \quad (2,14)$$

т. е.

$$\mathbf{K} = \mathbf{G}(0) e^{i(x \cos \theta + y \sin \theta)\omega/\sqrt{2}}, \quad (2,15)$$

где

$$\mathbf{G}(0) = \frac{eA_0}{mc^2 \sqrt{2}}. \quad (2,16)$$

Волновой вектор волны \mathbf{k} лежит в плоскости x, y и составляет угол θ с нормалью к границе металла. Считаем, что длина волны излучения значительно больше длины волны электрона. Это приближение соответствует по существу пренебрежению импульсом фотона по сравнению с ферми-импульсом электрона, что заведомо можно сделать, так как первый на два-три порядка меньше второго.

Пренебрегая в силу сказанного пространственной зависимостью вектор-потенциала, находим уравнение второго порядка для функции ψ (—2):

$$[\nabla^2 - W - (\alpha - 2\omega)] \psi(-2) = 2i\mathbf{G}(0) \nabla \psi(-1) + \mathbf{G}^2(0) \psi(0). \quad (2,17)$$

Пусть поле $V(x, y, z)$ представляет собой «потенциальный ящик»:

$$\begin{aligned} V &= 0, & x > 0, \\ V &= -\hbar\omega_a, & x < 0, \end{aligned} \quad (2,18)$$

т. е.

$$\begin{aligned} W &= 0, & x > 0, \\ W &= -W_a = -\frac{\omega_a \lambda_0}{c}, & x < 0. \end{aligned}$$

Тогда решением (2,17) при $x \rightarrow \infty$ является

$$\psi(-2)_{x \rightarrow \infty} = se^{i\gamma_{2x}x} YZ, \quad (2,19)$$

где

$$\begin{aligned} Y &\equiv e^{i\beta_y y} + e^{-i\beta_y y}, & Z &\equiv e^{i\beta_z z} + e^{-i\beta_z z}, \\ \beta &= \sqrt{W_a - \alpha}, & \beta^2 &= \beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2, \\ \gamma_2 &= \sqrt{-(\alpha - 2\omega)}, & \gamma_2^2 &= \gamma_{2x}^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2; \end{aligned}$$

s — постоянная, определяемая из граничных условий. Заметим, что γ_{2x} — действительная величина.

Вычислим плотность тока отдельного электрона при $x \rightarrow \infty$. Отметим для этого, что последним членом в выражении (2,2) можно пренебречь, так как он соответствует току, обусловленному электроном, колеблющимся в поле излучения и поэтому не дающему вклада в полный ток. Из (2,2) находим выражение для x -компоненты плотности парциального тока:

$$j_{0x} = -\frac{2\zeta}{i\lambda_0^2} (\psi^* \nabla \psi - \psi \nabla \psi^*), \quad (2,20)$$

где $\zeta = |e| \hbar/m$.

Подставляя (2,19) в (2,20) и усредняя по переменным y и z , получаем*)

$$\bar{j}_{0x} = -8\zeta\gamma_{2x} \frac{ss^*}{\lambda_0^4},$$

или

$$\bar{j}_{0x} = -128\mu |a|^2 R(\beta_x), \quad (2,21)$$

где

$$\mu = \frac{\zeta G_x^4(0) W_a}{\lambda_0^3 \omega^4},$$

а

$$R(\beta_x) = \frac{\beta_x^2 (\beta_x^2 + 2\omega - W_a)^{1/2}}{4\omega - W_a + 2\beta_x^2 + 2[(2\omega + \beta_x^2)(2\omega - W_a + \beta_x^2)]^{1/2}} \times \\ \times \left\{ \frac{5}{2} W_a + \omega + 2[(\omega + \beta_x^2)(2\omega + \beta_x^2)]^{1/2} + 2[(W_a - \beta_x^2)(W_a - \omega - \beta_x^2)]^{1/2} \right\}.$$

Сопоставляя величине $|a|^2$ плотность электронов в металле и тем самым распределение Ферми—Дирака, находим

$$\langle \psi \psi^* \rangle = 8 |a|^2 = \frac{2d\beta_x d\beta_y d\beta_z}{8\pi^3 \left\{ 1 + \exp \left[\frac{(\beta^2 - W_F) c^2}{8\pi^2 T} \right] \right\}};$$

здесь $W_F = \mathcal{E}_F / mc^2$ — безразмерная энергия Ферми.

Если $T = 0$, то для плотности двухквантового фототока имеем выражение

$$j_2 = -\frac{4\mu}{\pi^3} \int R(\beta_x) d\beta_x d\beta_y d\beta_z, \quad (2,22)$$

когда $\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2 < W_F$, и $j_2 = 0$, если $\beta_x^2 + \beta_y^2 + \beta_z^2 > W_F$. Интегрируя в (2,22) по β_y и β_z , находим, что

$$j_2 = -\frac{4\mu}{\pi^3} \int_{0 \text{ или } \sqrt{W_a - 2\omega}}^{\sqrt{W_F}} (W_F - \beta_x^2) R(\beta_x) d\beta_x, \quad (2,23)$$

где нижний предел равен нулю, если $W_a < 2\omega$.

Окончательно соотношение (2,23) можно переписать в виде

$$j_2 = -\frac{|e|^5 c}{4^5 \pi^7 m^2 \hbar^2} \left[\frac{4\pi m v_0}{\hbar} + (3\pi^2 n_e)^{2/3} \right] F_x^4 \times \\ \times \frac{v_0^3}{v^3} \int_{0 \text{ или } (\mu - 2\eta)^{1/2}}^{(\mu - 1)^{1/2}} (\mu - 1 - \lambda^2) f(\lambda, \mu, \eta) d\lambda, \quad (2,24)$$

где

$$\lambda = \frac{\beta_x}{\sqrt{\omega_0}}, \quad \eta = \frac{\omega}{\omega_0}, \quad \mu = \frac{W_a}{\omega_a}, \quad \omega_0 = W_a - W_F,$$

$$\left. \begin{aligned} 2\pi v &= \frac{\omega c}{\lambda_0} \text{ — размерная угловая частота,} \\ 2\pi v_0 &= \frac{(W_a - W_F) c}{\lambda_0} = \frac{V_a - \mathcal{E}_F}{\hbar} \text{ — размерная пороговая частота,} \end{aligned} \right\} \quad (2,25)$$

*) Мы приводим здесь для функции $R(\beta_x)$ выражение, исправленное в последующих работах других авторов¹⁴⁻¹⁶.

$F_x = F \sin \theta$ — компонента амплитуды напряженности электрического поля падающей электромагнитной волны *), n_e — плотность электронов в металле, $\mathcal{E}_F = (\hbar^2/2m)(3\pi^2 n_e)^{2/3}$ (для нахождения функции $f(\lambda, \mu, \eta)$ необходимо подставить (2,25) в выражение для $R(\beta_x)$).

Интегрирование выражения (2,24) для конкретного металла может быть выполнено численным методом. В качестве примера рассмотрим натрий¹⁷:

$$\chi = V_a - \mathcal{E}_F = 2,28 \text{ эв}; \quad \mathcal{E}_F = 3,12 \text{ эв},$$

т. е. $V_a = 5,40 \text{ эв}$, а $\mu = V_a/\chi = 2,36$. Если длина волны излучения равна 7000 \AA , то $\eta = 0,82$. Численное значение интеграла в выражении (2,24) при таких условиях равно $0,11$. В итоге для плотности двухквантового фототока с поверхности натрия имеем выражение

$$|j_2| = 7,8 \cdot 10^{-31} F_x^4 \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}, \quad (2,26)$$

где F_x выражено в в/м. Если $F_x = 10^6 \text{ в} \cdot \text{см}^{-1}$, то $|j_2| = 10^{-6} \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}$; если же $F_x = 10^8 \text{ в} \cdot \text{см}^{-1}$, то $|j_2| = 10^2 \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}$.

Аналогичные вычисления были произведены позднее в работах^{16, 18}. В работе М. Е. Маринчука¹⁶, кроме того, получено выражение для функции распределения фотоэлектронов по их полным энергиям. В работе П. Блоха¹⁸ сделана по существу попытка рассмотрения объемного двухквантового фотоэффекта в металлах. На основе работы Г. Фэна¹⁹ по одноквантовому фотоэффекту Блох вычислил величину двухквантового фототока, обусловленного прямыми межзонными переходами для модели металлов со сферической поверхностью Ферми.

Для нахождения парциального электронного тока можно использовать также метод функций Грина и формальную теорию рассеяния, как это сделано в работе И. Адави¹⁵. Гамильтониан свободного поля излучения записывается при этом в виде

$$\hat{\mathcal{H}}_r = \sum_{\beta} \hat{a}_{\beta}^{\dagger} \hat{a}_{\beta} \hbar \omega_{\beta}, \quad (2,27)$$

где $\hat{a}_{\beta}^{\dagger}$ и \hat{a}_{β} — операторы рождения и уничтожения радиационного осциллятора β с угловой частотой ω_{β} ($\hat{a}_{\beta} \hat{a}_{\beta}^{\dagger} - \hat{a}_{\beta}^{\dagger} \hat{a}_{\beta} = 1$). Гамильтониан электрон-фотонного взаимодействия может быть представлен в виде

$$\hat{\mathcal{H}}_1 = \sum_{\beta} i \frac{e\hbar}{m} \left(\frac{2\pi\hbar}{\omega_{\beta}} \right)^{1/2} (\mathbf{e}_{\beta} \mathbf{n}) \hat{a}_{\beta} \frac{\partial}{\partial x} \equiv \sum_{\beta} \gamma_{\beta} \hat{a}_{\beta} \hat{D}, \quad (2,28)$$

где \mathbf{e}_{β} — единичный вектор поляризации, параллельный Λ_{β} , \mathbf{n} — единичный вектор в направлении оси x , $\hat{D} \equiv \frac{\partial}{\partial x}$, а

$$\gamma_{\beta} = i \frac{e\hbar}{m} \left(\frac{2\pi\hbar}{\omega_{\beta}} \right)^{1/2} \mathbf{e}_{\beta} \mathbf{n}.$$

Поле излучения проквантовано в единице объема.

Пусть в начальном состоянии ψ_0 электрон находится в состоянии Φ_0 , так что $\hat{\mathcal{H}}_e \Phi_0 = E_0 \Phi_0$, а все числа заполнения радиационных осцилляторов, кроме n_{β} , равны нулю. Волновую функцию начального состояния удобно записать в виде

$$\psi_0 = |n_{\beta}, \Phi_0\rangle,$$

*) Заметим, что фотоэффект имеет место лишь в том случае, когда волна поляризована в плоскости падения. Составляющие поля вдоль поверхности металла не дают вклада в вероятность фотоэффекта, так как в поперечном движении электроны ведут себя как свободные.

а начальную энергию — в виде

$$\mathcal{E}_0 = E_0 + n_\beta \hbar \omega_\beta.$$

Конечное состояние ψ^+ (для расходящейся волны) является решением уравнения рассеяния

$$\psi^+ = |n_\beta, \Phi_0\rangle + \frac{1}{\mathcal{E}_0 - \hat{\mathcal{H}}_0 + i\varepsilon} \hat{\mathcal{H}}_1 \psi^+. \quad (2,29)$$

Представим ψ^+ в виде

$$\psi^+ = \psi_0 + \psi_1 + \psi_2, \quad (2,30)$$

где

$$\psi_1 = \gamma_\beta n_\beta^{1/2} |n_\beta - 1, \Phi_1\rangle, \quad \psi_2 = \gamma_\beta^2 [n_\beta (n_\beta - 1)]^{1/2} |n_\beta - 2, \Phi_2\rangle.$$

Подставляя (2,30) в (2,29), находим

$$\Phi_1 = \hat{G}_1 \hat{D} \Phi_0, \quad (2,31)$$

$$\Phi_2 = \hat{G}_2 \hat{D} \hat{G}_1 \hat{D} \Phi_0, \quad (2,32)$$

где \hat{G}_1 и \hat{G}_2 — функции Грина:

$$\hat{G}_1 = \frac{1}{E_0 + \hbar \omega_\beta - \hat{\mathcal{H}}_e + i\varepsilon}, \quad (2,33)$$

$$\hat{G}_2 = \frac{1}{E_0 + 2\hbar \omega_\beta - \hat{\mathcal{H}}_e + i\varepsilon}. \quad (2,34)$$

Из (2,33) — (2,34) следует, что

$$\begin{aligned} \hat{G}_r \hat{D} &\equiv \hat{G}_r \hat{D} [E_r - \hat{\mathcal{H}}_e + i\varepsilon] \hat{G}_r = \hat{G}_r [-V' + (E_r - \hat{\mathcal{H}}_e + i\varepsilon) \hat{D}] \hat{G}_r = \\ &= \hat{D} \hat{G}_r - \hat{G}_r V' \hat{G}_r \quad (r = 1, 2), \end{aligned} \quad (2,35)$$

где $-V' = \hat{\mathcal{H}}_e \hat{D} - \hat{D} \hat{\mathcal{H}}_e$ — сила, действующая на электрон.

Используя перестановочные соотношения (2,35), можно выразить амплитуду расходящейся электронной волны в виде ряда, который включает в себя как влияние потенциала, так и влияние силы (быстроты изменения потенциала). В работе¹⁵ рассмотрены следующие примеры распределения потенциала $V(x)$:

$$V(x) = \begin{cases} -V_a, & x < 0, \\ 0, & x > 0, \end{cases} \quad (2,36)$$

$$V(x) = \begin{cases} -V_a, & x \leq -a, \\ \frac{V_a}{2a}(x-a), & |x| \leq a, \\ 0, & x \geq a, \end{cases} \quad (2,37)$$

$$V(x) = \begin{cases} -V_a, & |x| < a, \\ 0, & |x| > a, \end{cases} \quad (2,38)$$

$$V(x) = \begin{cases} V_2(-2a-x), & x < -2a, \\ -V_a, & -2a < x < 0, \\ V_1(x), & x > 0. \end{cases} \quad (2,39)$$

Для распределения потенциала (2,36) результаты Адави¹⁵, естественно, совпадают с результатами Смита¹³ (после исправления досадных ошибок в формулах последнего). Автор проделал численные оценки для обычных металлов: если $n_\beta \approx 10^{15} \text{ см}^{-3}$, $\lambda_\beta \approx 2\pi \cdot 10^3 \text{ \AA}$, то $|j_2| \sim 10^{-3} \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}$

В рассмотренных выше работах^{13, 15, 16, 18} основным аппаратом техники вычислений величины многоквантового фототока является теория возмущений (методы стационарной теории рассеяния, применяемые в работе Адави, эквивалентны теории возмущений). Однако на успех применения теории возмущений можно надеяться, по-видимому, лишь в случае рассмотрения двухквантового фотоэффекта. При больших значениях $n \sim \chi/\hbar\omega$ трудности вычисления по теории возмущений настолько возрастают, что оно становится практически невыполнимым.

В связи с этим представляется важной работа Ф. В. Бункина и М. В. Федорова²⁰, в которой вычислена величина n -квантового фототока без использования теории возмущений.

Для электрона, движущегося в «потенциальном ящике»

$$V(x) = \begin{cases} -V_a, & x < 0, \\ 0, & x > 0, \end{cases}$$

волновые функции имеют вид²⁰

$$\left. \begin{aligned} \psi_p(x) &= a_p \left\{ \begin{aligned} &e^{\frac{ipx}{\hbar}}, & x > 0, \\ &b_p^+ \exp \left[i \frac{(p^2 + 2mV_a)^{1/2} x}{\hbar} \right] + \\ &+ b_p^- \exp \left[-i \frac{(p^2 + 2mV_a)^{1/2} x}{\hbar} \right], & x < 0, \end{aligned} \right\} \\ \psi_k(x) &= d_k \left\{ \begin{aligned} &e^{\frac{kx}{\hbar}}, & x > 0 \\ &f_k^+ \exp \left[i \frac{(2mV_a - k^2)^{1/2} x}{\hbar} \right] + \\ &+ f_k^- \exp \left[-i \frac{(2mV_a - k^2)^{1/2} x}{\hbar} \right], & x < 0, \end{aligned} \right\} \end{aligned} \right\} \quad (2,40)$$

где числа p определяют состояния с положительной энергией ($\mathcal{E}_p = p^2/2m$), а числа k — с отрицательной энергией ($\mathcal{E}_k = -k^2/2m$); при этом

$$-\infty < p < \infty, \quad 0 < k < \sqrt{2mV_a}.$$

Коэффициенты b_p^+ , b_p^- , f_k^+ и f_k^- в (2,40) определяются из граничных условий при $x=0$, а a_p и d_k находятся из условий нормировки

$$\left. \begin{aligned} &\int_{-\infty}^{+\infty} dx \psi_p^* \psi_{p'} = \delta(p - p') + \lambda_p \delta(p + p'), \\ &\int_{-\infty}^{+\infty} dx \psi_k^* \psi_{k'} = \delta(k - k'), \\ &\lambda_p = \frac{mV_a}{p^2 + |p| (p^2 + 2mV_a)^{1/2} + mV_a}. \end{aligned} \right\} \quad (2,41)$$

В формуле (2,40) для краткости не выписаны множители типа

$$\exp \left[\frac{i}{\hbar} (p_y y + p_z z) \right],$$

соответствующие поперечному движению электронов (можно непосредственно проследить, к каким результатам приводит правильный учет таких множителей).

Гамильтониан взаимодействия запишем в виде

$$\hat{\mathcal{H}}_1 = \frac{e}{c} \dot{A}(t) x, \quad A(t) = -F \frac{\sin \theta}{\omega} \sin \omega t,$$

где F — напряженность электрического поля световой волны, θ — угол падения волны на поверхность металла. Волновую функцию электрона, находившегося в начальный момент времени $t=0$ в состоянии ψ_k , ищем в виде

$$\Psi(x, t) = \exp\left(\frac{i}{\hbar} \frac{k^2}{2m} t\right) \psi_k + \int dp C_p(t) \Psi_p(x, t), \quad C_p(0) = 0. \quad (2,42)$$

В качестве $\Psi_p(x, t)$ выбираем ортонормированную систему функций ²¹

$$\Psi_p(x, t) = \psi_{p - \frac{e}{c} A(t)} \exp\left[\frac{i}{\hbar} \int_0^t \left(p - \frac{e}{c} A(\tau)\right)^2 \frac{d\tau}{2m}\right]. \quad (2,43)$$

Вероятность перехода электрона из состояния ψ_k в состояние Ψ_p в единицу времени равна

$$\lim_{t \rightarrow \infty} \frac{|C_p(t)|^2}{t}. \quad (2,44)$$

Интегрируя выражение (2,44) по импульсам вылетающих электронов и по всем состояниям электронов внутри металла, можно найти величину плотности фототока:

$$j = \frac{me\omega^{3/2} V_a^{1/2}}{32\pi^6 \hbar^{3/2}} \gamma^{3/2} \lambda^{5/4} \int_{\gamma_F}^{\gamma} dq \left[\frac{q}{(1+q^2)^{1/2}} \right]^{5/4} \frac{\left(1 - \frac{q}{\gamma}\right)^{1/2}}{q^2} (q^2 - \gamma_F^2) \times \\ \times \left| J \left\{ (\gamma - q) \frac{(q\lambda)^{1/2}}{(1+q^2)^{1/4}} \right\} \right|^2 \sum_{s=n}^{\infty} \Theta \left[\left(\frac{s - \frac{\lambda}{2}}{\lambda} \right)^2 - q \right] \left(s - \frac{\lambda}{2} - \lambda q^2 \right)^{-1/2} \times \\ \times \exp \left\{ -2 \left[s \left(\operatorname{arsh} q - \frac{q}{(1-q^2)^{1/2}} \right) + \frac{\lambda q^3}{2(1+q^2)^{1/2}} \right] \right\}, \quad (2,45)$$

где

$$\gamma = \frac{(2mV_a)^{1/2} \omega}{eF_x}, \quad \gamma_F = \frac{(2m\chi)^{1/2} \omega}{eF_x}, \quad \chi = V_a - \mathcal{E}_F, \quad F_x = F \sin \theta,$$

$$\lambda = \frac{e^2 F_x^2}{2m\hbar\omega^3} = \frac{\chi}{\hbar\omega\gamma_F^2}, \quad \Theta(x) = \begin{cases} 1, & x > 0, \\ 0, & x < 0, \end{cases}$$

$$s = E \left[\lambda \left(\frac{1}{2} - \gamma_F^2 \right) + 1 \right],$$

а E — символ целой части.

Функция $J(x)$ определяется интегралом

$$J(x) = \lim_{\varepsilon \rightarrow 0} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{e^{-z^2} dz}{(z - i\varepsilon)^2 (z - ix)^{1/4}}.$$

Рассмотрим предельный случай $\gamma_F \gg 1$. В этом случае в сумме по s в выражении (2,45) можно ограничиться первым членом. Это дает

$$j = \frac{\delta e}{4\sqrt{6}} \frac{m\omega^2}{\hbar} \left(\frac{\chi}{\hbar\omega} \right)^{1/2} \exp(2n - \lambda\gamma_F^2) \left(\frac{e^2 F_x^2}{8m\chi\omega^2} \right)^n, \quad (2,46)$$

где

$$\delta = E \left[\lambda \left(\frac{1}{2} - \gamma_F^2 \right) + 1 \right] - \lambda \left(\frac{1}{2} + \gamma_F^2 \right).$$

Выражение (2,46) позволяет рассчитать ток холодной эмиссии, обусловленный поглощением n квантов ($n \sim \lambda \gamma_F^2 = \chi / \hbar \omega$), причем оно тем более верно, чем больше значение n . Неприменимость соотношения (2,46) при малых n связана с тем, что условие $\gamma_F \gg 1$ не выполняется одновременно с условием применимости метода перевала при интегрировании по времени, на который существенно опирается вывод формулы (2,45). Сравнение оценочных значений тока эмиссии, найденных по формуле (2,46), с соответствующими величинами, полученными в работе Смита¹³, показывает, однако, что даже при $n = 2$ ошибка незначительна. Так, например, для натрия ($\chi = 2,28$ эв) при $\omega = 3 \cdot 10^{15}$ сек⁻¹ формула (2,46) дает $|j_2| \approx 10^{-29} F_x^4 a \cdot \text{см}^{-2}$ (F_x выражено в в/м). Формула Смита (2,24) для этого же случая приводит к значению $|j_2| \approx 10^{-30} F_x^4 a \cdot \text{см}^{-2}$. Для платины ($\chi = 6,2$ эв) при $\omega = 3 \cdot 10^{15}$ сек⁻¹ ($n = 4$) на основании (2,46) получаем $|j_4| \approx 10^{-72} F_x^8 a \cdot \text{см}^{-2}$, что при $F_x \approx 10^9$ в.м⁻¹ соответствует плотности тока фотоэмиссии порядка $1 a \cdot \text{см}^{-2}$.

Таким образом, из сказанного видно, что при теоретическом рассмотрении поверхностного многоквантового фотоэффекта, как и при рассмотрении одноквантового фотоэффекта, в основу вычислений плотности фототока кладется по существу выражение вида

$$j = \int \bar{j}_{0x}(E, \mathbf{p}_{||}, A) \left[1 + \exp\left(-\frac{E - \mathcal{E}_F}{kT}\right) \right] \rho(E, \mathbf{p}_{||}) \theta(p^2) dE d\mathbf{p}_{||},$$

где $\bar{j}_{0x}(E, \mathbf{p}_{||}, A)$ означает асимптотическое при $x \rightarrow \infty$ значение x -составляющей плотности парциального электронного тока, усредненное по поверхности металла, E — энергия электронов в металле, $\mathbf{p}_{||} = (p_y, p_z)$, \mathcal{E}_F — энергия Ферми, $\rho(E, \mathbf{p}_{||})$ — функция плотности распределения, $\theta(p^2)$ — тэта-функция, p — значение p_x вдали от поверхности. Как мы уже видели, основной задачей является вычисление величины $\bar{j}_{0x}(E, \mathbf{p}_{||}, A)$. В рассмотренных работах эта величина находится из решения квантово-механической задачи, в которой для описания движения электронов в металле используется модель «потенциального ящика». В работе А. М. Бродского и Ю. Я. Гуревича²² обращается внимание на то, что для нахождения величины $\bar{j}_{0x}(E, \mathbf{p}_{||}, A)$ могут быть использованы методы расчета пороговых явлений рождения²³. Рассмотрение при этом удается провести без ссылок на конкретную форму потенциального барьера. Теория может быть распространена также на явление поверхностного фотоэффекта на границе металл — раствор электролита. Указанным методом в²² рассмотрен одноквантовый фотоэффект. В другой работе тех же авторов²⁴ приведено без вывода выражение для плотности многоквантового фототока на границе раздела металл — электролит:

$$j_n = A_0 \frac{2\hbar^2}{5k^2\omega_0^{1/2}} \left(\frac{e^2}{\hbar c}\right)^{n-1} \varphi_n (n\omega - \omega_0)^{5/2}, \quad (2,47)$$

если $\hbar(n\omega - \omega_0) \gg kT$, где

$$A_0 = \frac{4\pi e k^2 m}{(2\pi\hbar)^3} = 120 a \cdot \text{см}^{-2} (\text{град})^{-2},$$

а $\omega_0 = \frac{\chi}{\hbar}$ — красная граница фотоэффекта, $\varphi_n \sim I^n$ (I — интенсивность излучения).

Сделаем несколько замечаний относительно характера идеализаций, положенных в основу рассмотренных теоретических работ. Все работы исходят из зоммерфельдовской модели металла (газ электронов, подчиняющихся статистике Ферми — Дирака, в потенциальном ящике). Задача

считается нерелятивистской. Предполагается, что можно пренебречь нарушением термодинамического равновесия при протекании фототока. Ни в одной из работ не сделана попытка учесть отражение и преломление электромагнитной волны на границе металл — вакуум. Теоретически не исследована поэтому также поляризационная селективность (векторизальный эффект) многоквантового фотоэффекта. Последнее явление, как известно (см., например, ²⁵), несет в себе важные характеристики в случае одноквантовой фотоэмиссии. В настоящее время отсутствует также теория объемного многоквантового фотоэффекта в металлах. Ни работу Блоха ¹⁸, ни ее уточнения, сделанные в ²⁶, нельзя признать в этом смысле удовлетворительными.

2.2. Эксперимент

Экспериментальное наблюдение поверхностного многоквантового фотоэффекта в металлах сопряжено с рядом трудностей методического характера. Главная из них заключается в том, что процесс многоквантового фотоэффекта, характеризуемый малым значением величины квантового выхода, может быть осложнен явлением термоэмиссии (см., например, ²⁷⁻³⁴). Очевидно, что эксперимент по наблюдению поверхностного многоквантового фотоэффекта в металлах должен быть поставлен таким образом, чтобы число электронов $(N_e)_\phi$, появляющихся в результате многоквантового фотоэффекта, значительно превышало число электронов $(N_e)_T$, появляющихся над мишенью вследствие ее разогрева, обусловленного однофотонным поглощением излучения. Выполнения условия $(N_e)_\phi \gg (N_e)_T$ можно добиться путем уменьшения длительности импульса излучения τ и увеличения его интенсивности I . Действительно, если обозначить вероятность появления в единицу времени термоэлектронов через w_T , а соответствующую вероятность многоквантового фотоэффекта через w_ϕ , то для полного числа частиц, эмиттированных за время τ , будут справедливы соотношения

$$(N_e)_T \sim w_T \{T(I, \tau)\} \tau, \quad (N_e)_\phi \sim w_\phi \tau \sim I^n \tau.$$

Так как явление термоэмиссии электронов, связанное с поглощением излучения на свободных электронах металла, носит по существу однофотонный характер, уменьшение τ и увеличение I позволяет сделать отношение $\beta = (N_e)_T / (N_e)_\phi \sim w_T(I, \tau) / w_\phi$ сколь угодно малым, т. е. добиться такого положения, когда основную роль в процессе появления свободных электронов над поверхностью металла будет играть многоквантовый фотоэффект, а вклад конкурирующего процесса термоэмиссии будет пренебрежимо мал.

Оценим критическую длительность импульса излучения $\tau_{кр}$ и соответствующую ей критическую интенсивность излучения $I_{кр}$, при которых наблюдается смена ролей теплового и фотоэлектронного механизмов появления свободных электронов над поверхностью мишени ³⁵. Значения величин $\tau_{кр}$ и $I_{кр}$ могут быть определены из решения системы уравнений

$$\tau = \tau_T(I), \quad j_n(I) \tau = q_{пор}, \quad (2,48)$$

где $q_{пор}$ — пороговое значение заряда, эмиттированного с единицы поверхности мишени в процессе фотоэффекта (в конечном итоге это значение определяется порогом чувствительности датчика зарядов); j_n — плотность тока n -квантовой фотоэмиссии; τ — длительность импульса излучения с интенсивностью I , в течение которого наблюдается термоэмиссия заряда величиной $\beta q_{пор}$, где β — постоянная, характеризующая степень подавления термоэмиссии. Полная величина заряда q , эмиттированного за время

действия импульса излучения τ , может быть найдена после интегрирования выражения для плотности тока термоэмиссии по времени от 0 до τ при условии, что на поверхности образца реализуется температура

$$T = \frac{2(1-r)I}{\kappa} \left(\frac{at}{\pi} \right)^{1/2},$$

где κ и a — соответственно коэффициенты тепло- и температуропроводности, r — коэффициент отражения, а t — время, прошедшее с момента начала действия импульса света. Расчеты показывают, что для величины q справедливо выражение

$$q = A_0 \left[\frac{2(1-r)I}{\kappa} \right]^3 \frac{2\pi k}{a\chi} \left(\frac{a\tau}{\pi} \right)^{5/2} \exp \left[-\frac{\chi\kappa \left(\frac{\pi}{a\tau} \right)^{1/2}}{2k(1-r)I} \right], \quad (2,49)$$

где

$$A_0 = \frac{4\pi k^2 em}{h^3} = 120 \text{ а} \cdot \text{см}^{-2} (\text{град})^{-2}.$$

Выражение (2,49) позволяет определить зависимость $\tau_T(I)$, если в него подставить вместо q величину $\beta q_{\text{пор}}$, а вместо τ — величину τ_T и разрешить полученное уравнение относительно τ_T . Для оценки плотности фототока следует воспользоваться формулой (2,46), которую можно записать в более удобной форме ($n \geq 3$)

$$j_n(I) = 2^{-3n} B \frac{em\omega^2}{h} n^{1/2} \left(\frac{\omega_t}{\omega} \right)^{2n}, \quad (2,50)$$

где B — безразмерная величина порядка единицы, а $\omega_t^2 = e^2 F^2 / m\chi = 8\pi e^2 I / mc\chi$. Подставляя зависимости $\tau_T(I)$ и $j_n(I)$ в исходную систему уравнений (2,48) и исключая из них величину I , можно получить следующее уравнение для оценки длительности импульса $\tau_{\text{кр}}$:

$$\omega\tau_{\text{кр}} = n^{\frac{1}{n-2}} \left(\frac{em\omega}{h q_{\text{пор}}} \right)^{\frac{2}{n-2}} \times \\ \times \left\{ \frac{\pi e^2 \kappa}{2mc\omega^2 k (1-r)} \left(\frac{\pi\omega}{a} \right)^{1/2} \left[\ln Z + \frac{5n-6}{2n} \ln(\omega\tau_{\text{кр}}) \right]^{-1} \right\}^{\frac{2n}{n-2}}, \quad (2,51)$$

причем величина Z определяется выражением

$$Z = \frac{16A_0 k \chi^2}{\pi^2 n^{3/2} a \beta q_{\text{пор}}} \left(\frac{a}{\pi\omega} \right)^{5/2} \left[\frac{mc\omega^2 (1-r)}{e^2 \kappa} \right]^3 \left(\frac{q_{\text{пор}} \hbar}{em\omega} \right)^{3/n}.$$

Соответствующая длительности импульса $\tau_{\text{кр}}$ критическая интенсивность $I_{\text{кр}}$ равна при этом

$$I_{\text{кр}} = \frac{mc\omega^2 \chi}{\pi e^2 n^{1/2} n} \left(\frac{q_{\text{пор}} \hbar}{em\omega} \right)^{1/n} \frac{1}{(\omega\tau_{\text{кр}})^{1/n}}. \quad (2,52)$$

Если параметры импульса излучения удовлетворяют условиям $\tau < \tau_{\text{кр}}$ и $I \geq I_{\text{кр}}$, то становится возможным наблюдение многоквантового фотоэффекта на фоне термоэмиссии, причем доля электронов, появляющихся над поверхностью мишени вследствие ее разогрева, не превышает заданной величины ($\beta/(1+\beta)$) от полного числа эмиттированных частиц. Численные оценки пороговых величин $\tau_{\text{кр}}$ и $I_{\text{кр}}$ для мишени из золота ($\chi = 4,8 \text{ эв}$, $\kappa = 0,7 \text{ кал} \cdot \text{см}^{-1} \text{сек}^{-1} (\text{град})^{-1}$, $a = 1,2 \text{ см}^2 \text{сек}^{-1}$, $r = 0,9$), облучаемой импульсом света рубинового ОКГ ($n = 3$, $\hbar\omega = 1,78 \text{ эв}$), приводят к значениям $\tau_{\text{кр}} \approx 10^{-8} \text{ сек}$ и $I_{\text{кр}} \approx 10^6 \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$ при $\beta = 10^{-2}$ и $q_{\text{пор}} = 10^{-16} \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Параметры импульсов излучения ОКГ, используемых

в работах ^{36, 37}, где изучался трехквантовый фотоэффект с поверхности золота, удовлетворительно согласуются с вышеприведенными оценками.

Хотя в деталях схемы экспериментальных установок, используемых для наблюдения и изучения внешнего многоквантового фотоэффекта, несколько различаются у различных авторов, в целом они аналогичны друг другу, причем независимо от того, изучается ли фотоэффект в металлах или диэлектриках и полупроводниках. На рис. 1 изображена принципиальная схема экспериментальной установки, позволяющей наблюдать внешний многоквантовый фотоэффект с поверхности освещаемых тел.

Источником излучения служит, как правило, ОКГ, так как плотность светового потока в этом случае должна превышать значение $I \approx 10^{22}$ фотонов $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$. Только в этом случае возможно наблюдение процессов второго (и более высокого) порядка, каким является внешний многоквантовый фотоэффект. Для регистрации электронов эмиттируемых с поверхности мишени, используется либо электронный умножитель, ли-

бо коллектор, располагающийся непосредственно вблизи поверхности образца. Иногда мишень изготавливается в виде фотокатода ФЭУ. Параметры импульса излучения ОКГ и импульса тока эмиссии измеряются с помощью тщательно откалиброванной схемы регистрации, причем доказательством фотоэлектронной природы тока эмиссии служит тот факт, что длительность импульса тока эмиссии бывает, как правило, меньше длительности импульса излучения ОКГ (см. рис. 1). Набор калиброванных ослабителей светового пучка позволяет снять зависимость тока эмиссии J от интенсивности светового потока I и оценить тем самым вклад многоквантового фотоэффекта в измеряемое значение тока эмиссии.

Впервые о наблюдении внешнего многоквантового (двухфотонного) фотоэффекта с поверхности металла (натрия) было сообщено предварительно в работе ¹⁴. Результаты более обстоятельного исследования опубликованы авторами позднее ²⁶. Источником излучения служил импульсный полупроводниковый ОКГ на арсениде галлия, работающий при температуре 77°K ($P \approx 400 \text{ мвт}$, $\lambda \approx 8450 \text{ \AA}$, $f = 2,2 \text{ кгц}$, $\hbar\omega = 1,48 \text{ эв}$). Излучение ОКГ резко фокусировалось ($S \approx 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}^2$) на поверхность фотокатода ФЭУ (коэффициент умножения $\sim 5 \cdot 10^4$), выполненного в виде тонкой металлической пленки из натрия, полученной напылением в вакууме ($\chi \approx 2,3 \text{ эв}$). Калиброванный фильтр позволял регулируемым образом менять пиковое значение мощности излучения ОКГ в пределах $1 \lesssim P \lesssim 400 \text{ мвт}$, что соответствовало изменению интенсивности светового потока на поверхности образца в пределах $2 \cdot 10^2 \lesssim I \lesssim 10^4 \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$. Результаты исследования зависимости величины тока эмиссии J от величины пикового значения мощности излучения ОКГ P приведены на рис. 2, взятом из работы ²⁶. Экспериментально найденная зависимость $J(P)$ в координатах $\lg J$, $\lg P$ является, как нетрудно заметить, прямой линией, тангенс угла наклона которой равен двум. Это обстоятельство обусловлено

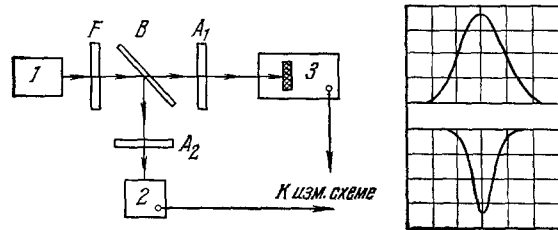


Рис. 1. Принципиальная схема экспериментальной установки для наблюдения поверхностного многоквантового фотоэффекта:

1 — источник интенсивного излучения — ОКГ; 2 — калиброванный ФЭУ, регистрирующий параметры импульса излучения ОКГ; 3 — вакуумный сосуд с мишенью и детектором электронов (нередко мишень изготавливается в виде фотокатода ФЭУ); F — светофильтр, устраняющий излучение лампы-подкачки ОКГ; A₁ и A₂ — калиброванные ослабители светового пучка; B — делитель светового пучка. На схеме не указаны линзы и диафрагмы. Справа приведены типичные осциллограммы импульсов излучения ОКГ (вверху) и фототока (внизу) ^{36, 40}.

двухквантовой природой фотоэффекта, так как вклад конкурирующих одноквантовых процессов термоэмиссии и фотоэффекта под действием излучения второй гармоники пренебрежимо мал. Как показали результаты измерений, при фокусировке излучения ОКГ на поверхность металлической пленки натрия наблюдается повышение температуры, достигающее 2° . Этому приращению температуры образца (начальная температура равнялась $\sim 300^\circ \text{K}$) соответствует ток термоэлектронной эмиссии порядка 10^{-23} a , что значительно меньше наблюдаемой на опыте величины. Энергия второй гармоники излучения ОКГ ($\lambda \approx 4225 \text{ \AA}$, $2\hbar\omega = 2,96 \text{ эв}$) очень мала ($P \leq 5 \cdot 10^{-12} \text{ вт}$) и не может, разумеется, объяснить результаты экспериментов однофотонным поглощением. Если использовать результаты расчетов Смита ¹³, то для выполненных авторами экспериментов зависимость фототока, обусловленного двухквантовым поглощением, от мощности излучения ОКГ и размеров светового пятна на поверхности мишени должна иметь вид $J = 9,7 \cdot 10^{-24} P^2/S^*$). Зависимость $J \sim P^2$ при $S = \text{const}$ приведена на рис. 2. Для того чтобы подтвердить обратную пропорциональную зависимость фототока от площади светового пятна, авторами были проведены дополнительные исследования, во время которых небольшим перемещением линзы, фокусирующей излучение ОКГ, достигалось изменение размеров светового пятна на поверхности мишени. В результате экспериментов оказалось, что $J \sim S^{-1}$, что согласуется с предсказаниями теории. Однако оценки величины тока фотоэмиссии, выполненные по формуле (2,26) при пиковом значении мощности излучения ОКГ $P \approx 400 \text{ мвт}$, дают значение фототока $J \approx 3 \cdot 10^{-16} \text{ a}$, в то время как экспериментально найденные значения равны $9 \cdot 10^{-14} \text{ a}$. Таким образом, согласие расчетных и экспериментальных значений фототока нельзя считать удовлетворительным. Это расхождение обусловлено, по-видимому, объемным характером двухквантового фотоэффекта в щелочных металлах, подобно тому как это имеет место в случае одноквантового фотоэффекта ^{25, 38}.

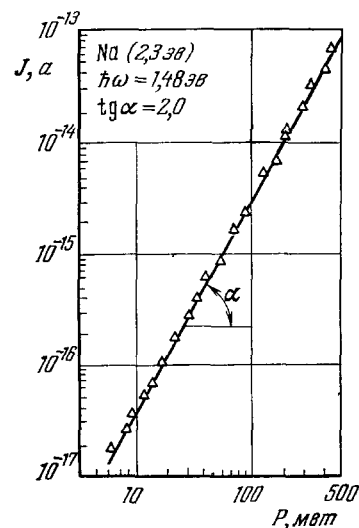


Рис. 2. Зависимость величины тока эмиссии J с поверхности натриевой мишени от мощности P излучения полупроводникового ОКГ на арсениде галлия, работающего в импульсном режиме.

В области малых значений плотности светового потока иногда наблюдается участок, где $J \sim P$. Его существование объясняется тем, что при $P \leq 10 \text{ мвт}$ вклад двухквантового фотоэффекта в значение полного тока эмиссии будет настолько малым, что становится заметным одноквантовый фотоэффект выхода фотоэлектронов с хвоста фермиевского распределения ¹⁴.

Интересный эксперимент, посвященный изучению зависимости величины фототока, обусловленного многоквантовым фотоэффектом, от направления поляризации падающего излучения описан в работе ³⁹. Образец — тщательно обезгаженная и хорошо отполированная серебряная пластинка — помещался в вакуумную колбу ($p_0 \approx 10^{-8} \text{ мм рт. ст}$) и освещался нефокусированным светом рубинового ОКГ ($S \approx 1 \text{ см}^2$), работающего в режиме «гигантского импульса» ($\tau \approx 25-30 \text{ нсек}$). Для того чтобы избежать побочного эффекта термоэмиссии, образец освещался скользящим лучом света с углом падения $\theta = 87^\circ$. Выполненные контрольные измерения и расчеты показали, что при подобных условиях эксперимента

*) В системе единиц МКС.

нагрев поверхности образца, вызванный поглощением некоторой доли энергии импульса ОКГ, незначителен и не превышает 10° (измерения производились при комнатной температуре). Следовательно, вклад процесса термоэмиссии пренебрежимо мал. Для регистрации фотоэлектронов применялся цилиндрический коллектор, расположенный вблизи поверхности мишени, на который подавалось напряжение $U = +1000$ в. Как показали результаты экспериментов, под действием импульсов излучения ОКГ ($I = 0,5$ Мет·см $^{-2}$) над поверхностью мишени появляются свободные электроны ($J_{\text{max}} \approx 10$ ма), причем продолжительность тока эмиссии во времени всегда бывает меньше длительности импульса ОКГ. Так как работа выхода для серебра

равна $4,7-4,8$ эв, а энергия квантов рубинового ОКГ $\hbar\omega = 1,78$ эв, единственно возможным механизмом, обуславливающим появление тока холодной эмиссии, является внешний трехквантовый фотоэффект. Результаты измерения зависимости пикового значения тока фотоэмиссии J_{max} от направления поляризации падающего излучения приведены на рис. 3. Видно, что ток фотоэмиссии максимален в том случае, когда значение компоненты вектора напряженности электрического поля излучения ОКГ, параллельной плоскости падения, F_{\parallel} достигает максимума (для вращения плоскости поляризации применялась призма Глана — Томсона). В том же случае, когда угол φ , равный углу между плоскостью падения и плоскостью поляризации излучения ОКГ, равен $\pi/2$, ток фотоэмиссии практически отсутствует, хотя плотность возбуждающего светового потока остается неизменной. Этот факт объясняется тем, что при $\varphi = \pi/2$ компонента напряженности электрического поля F_{\parallel} практически равна нулю и, следовательно, можно считать, что вектор полной напряженности поля излучения ОКГ параллелен поверхности мишени. При $\varphi \approx 20^\circ$, напротив, значение компоненты F_{\parallel} достигает максимума и, следовательно, вероятность фотоэффекта возрастает.

Исследования зависимости тока трехквантовой фотоэмиссии от интенсивности излучения рубинового ОКГ I , выполненные для мишеней из золота ($\chi = 4,8$ эв)^{36, 37}, серебра ($\chi = 4,7-4,8$ эв)^{37, 40} и никеля ($\chi = 5,1$ эв)³⁷, показали, что она имеет сложный нелинейный характер. Результаты этих экспериментов представлены на рис. 4 и 5, взятых из работ^{36, 37}. Нетрудно заметить, что на начальном участке при не слишком высоких значениях интенсивности светового потока $J \sim I^3$, а затем по мере возрастания интенсивности светового потока зависимость $J(I)$ изменяется и может быть аппроксимирована функцией вида $J = \text{const} \cdot I^\alpha$, где $\alpha \approx 6$ ³⁷. То, что регистрируемый эмиссионный ток в области, где $J \sim I^3$, имеет фотоэлектронную природу, подтверждается как расчетами, так и контрольными измерениями, свидетельствующими о незначительности разогрева мишени под действием излучения ОКГ ($\Delta T \approx 10^\circ$).

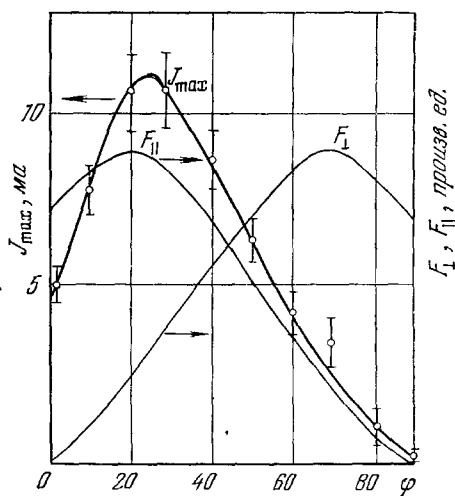


Рис. 3. Зависимость пикового значения тока эмиссии J_{max} и компонент напряженности электрического поля световой волны F_{\parallel} и F_{\perp} от угла φ (φ — угол между плоскостью поляризации падающего излучения рубинового ОКГ и плоскостью падения).

Условия эксперимента: угол падения $\theta = 87^\circ$, интенсивность светового потока $I = 0,5$ Мет·см $^{-2}$, материал мишени — серебро ($\chi = 4,8$ эв).

Кроме того, если предположить, что $J \sim I^3$, то при форме импульса излучения ОКГ, близкой к гауссовой и имеющей во времени ширину τ , импульс фототока должен иметь ширину $\tau' = \tau/\sqrt{3}$. Именно такого типа соотношения ширин импульсов τ и τ' и были зарегистрированы на опыте ^{36, 40, 41}. Кажущееся значительным несоответствие значений I^* , вплоть до которых на опыте наблюдается зависимость $J \sim I^3$ ($I^* \approx 1,1 \text{ Мвт} \cdot \text{см}^{-2}$ ³⁶, $I^* \approx 45 \text{ Мвт} \cdot \text{см}^{-2}$ ³⁷), вызвано двумя причинами, каждая из которых обусловлена различием условий эксперимента. Во-первых, в работе ³⁶ угол падения излучения ОКГ на поверхность образца равнялся

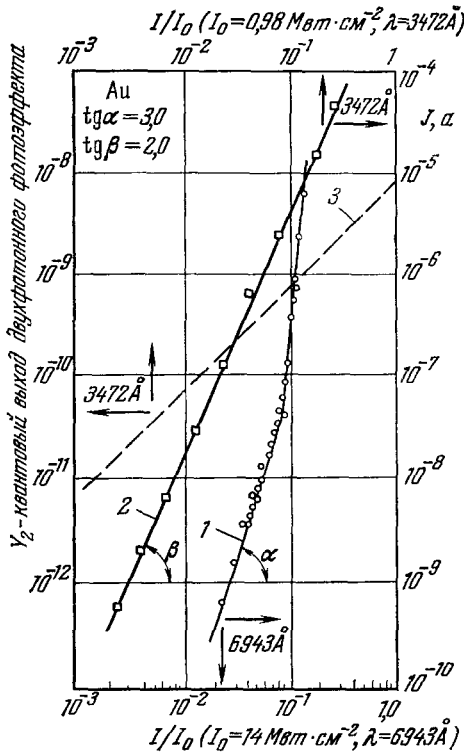


Рис. 4. Зависимость величины тока эмиссии J (1 и 2) и квантового выхода двухфотонного фотоэффекта Y_2 (3) от относительной интенсивности светового потока I/I_0 . В случае освещения мишени основной гармоникой излучения рубинового ОКГ ($\lambda = 6943 \text{ \AA}$) наблюдался трехквантовый фотоэффект (1), а в случае освещения второй гармоникой ($\lambda = 3472 \text{ \AA}$) — двухквантовый фотоэффект (2). Диаметр светового пучка равнялся 4,6 и 6 мм для случаев 1 и 2 соответственно. Параметры импульса ОКГ: $E = 1 \text{ Дж}$. $\tau \approx 40 \text{ нсек}$.

во-вторых, в работе ³⁶ угол падения излучения ОКГ на поверхность образца равнялся

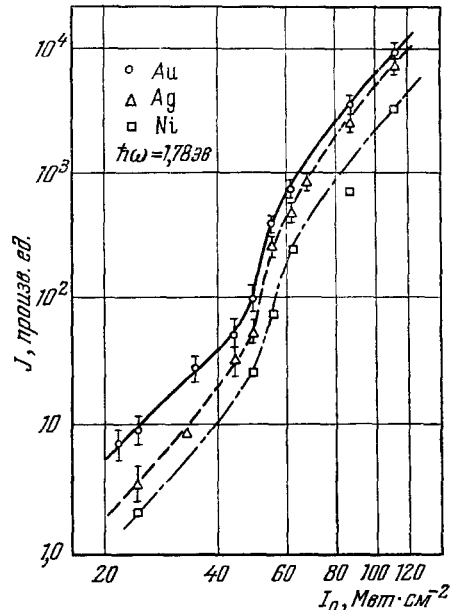


Рис. 5. Зависимость величины тока эмиссии с поверхности золотой, серебряной и никелевой мишеней от интенсивности излучения рубинового ОКГ ($\tau \approx 25 \text{ нсек}$).

60° , а в работе ³⁷ — 85° . Указанные на рис. 4 и 5 значения интенсивностей светового потока характеризуют полную интенсивность излучения ОКГ. Если пересчитать указанные величины I^* с учетом угла падения θ , то предельные интенсивности светового потока на поверхности мишени будут равны соответственно $0,55 \text{ Мвт} \cdot \text{см}^{-2}$ и $3,7 \text{ Мвт} \cdot \text{см}^{-2}$. Во-вторых, и это, пожалуй, главное, эксперимент в работе ³⁷ был поставлен таким образом, чтобы компонента вектора напряженности электрического поля падающего излучения, перпендикулярная поверхности образца, имела максимальное значение при фиксированном угле падения θ . В этом случае, как было показано ранее ³⁹, условия для наблюдения внешнего много-

квантового фотоэффекта являются оптимальными. Именно эта оптимизация условий эксперимента позволила авторам наблюдать зависимость $J \sim I^3$ при более высоких значениях плотности светового потока на поверхности мишени.

Наблюдаемая на опыте при плотностях светового потока $I > I^*$ более сильная, нежели кубическая, зависимость тока эмиссии от величины I осталась непонятой. По мнению авторов работы ³⁶, на этом участке значений I начинает играть роль разогрев материала мишени и наблюдаемый ток имеет, таким образом, тепловую природу. Однако измерения энергии электронов, выполненные методом задерживающего потенциала, показали ⁴⁰, что среднее значение энергии электронов и их энергетическое распределение не могут быть объяснены механизмом тепловой эмиссии.

Высказанное в свою очередь Д. Фаркашем и др. ³⁷ предположение, что указанное отклонение зависимости $J(I)$ при значениях плотности светового потока $I > I^*$ может происходить за счет увеличения квантового выхода многофотонного фотоэффекта, тоже не свободно от недостатков, хотя, согласно расчетам ²⁰, плотность тока холодной эмиссии в сильном поле излучения может быть описана формулой (2.46), из которой, в частности, следует, что $j_n \sim f(I) I^n$ и поэтому для квантового выхода процесса фотоэмиссии при больших плотностях светового потока справедливо выражение $Y_n \sim f(I) I^{n-1}$, а не $Y_n \sim I^{n-1}$.

Оставляя в стороне вопрос о природе тока эмиссии при плотностях светового потока $I > I^*$, остановимся на оценках величины квантового выхода Y_3 в случае трехквантового внешнего фотоэффекта на поверхности золотой мишени ³⁶. Если считать, что плотность фототока j подчиняется соотношению $j = CI^3$ (здесь C — постоянная, учитывающая вероятностный характер процесса трехфотонного поглощения и вероятностный характер выхода электрона в свободное пространство), то из опытных данных следует (см. рис. 4, 1), что $C = 1,02 \cdot 10^{-7} (a/M\text{ет})(M\text{ет}/\text{см}^2)^{-2}$. В этом случае для величины квантового выхода трехфотонного фотоэффекта Y_3 справедливо соотношение $Y_3 = 1,8 \cdot 10^{-6} CI^2 M\text{ет} \cdot \text{см}^{-2}$ (Y_3 — отношение чисел эмиттированных электронов и падающих фотонов). Для интенсивности светового потока, например, $I = 0,77 M\text{ет} \cdot \text{см}^{-2}$ имеем $Y_3 = 1,1 \times 10^{-13}$ электронов/фотон. Выполненное авторами ³⁶ попутно исследование двухквантового внешнего фотоэффекта позволило также оценить значенные величины квантового выхода для двухфотонного фотоэффекта в золоте на длине волны $\lambda = 3472 \text{ \AA}$. Для этой цели образцы освещались несфокусированным пучком света второй гармоники излучения рубинового ОКГ, получаемой с помощью кристалла KDP. Результаты измерения зависимости $J(I)$ представлены на рис. 4, 2. Энергия одного фотона в этом случае равна $3,57 \text{ эв}$ ($\chi = 4,8 \text{ эв}$), и фотоэффект может носить только двухквантовый характер. Если по аналогии с трехфотонным эффектом записать соотношение $j = C'I^2$, то из экспериментальных данных следует, что $C' = 2,35 \cdot 10^{-3} (a/M\text{ет})(M\text{ет}/\text{см}^2)^{-1}$. Величина квантового выхода Y_2 для плотности светового потока $I = 0,77 M\text{ет} \cdot \text{см}^{-2}$ оказывается равной $6,5 \cdot 10^{-9}$ электронов/фотон (см. рис. 4, 3).

Внешний многоквантовый фотоэффект на границе раздела металл — раствор был изучен в работе ⁴². Схема установки, на которой производились измерения, такова: луч света рубинового ($\hbar\omega = 1,785 \text{ эв}$, $E \approx 1 \text{ Дж}$, $\tau \approx 100 \text{ мксек}$) или неодимового ($\hbar\omega = 1,18 \text{ эв}$, $E \approx 2 \text{ Дж}$, $\tau \approx 100 \text{ мксек}$) ОКГ с помощью длиннофокусной линзы ($f = 94 \text{ мм}$) фокусировался на поверхность ртутной капли, помещенной в дециформальный водный раствор хлорной кислоты (HClO_4). При этом обратный ток эмиттированных светом электронов (т. е. ток из раствора на электрод) практически отсутствовал, так как протоны — продукты диссоциации HClO_4 —

играли роль акцепторов электронов в растворе. В связи с тем, что работа выхода из ртути в раствор при потенциале нулевого заряда металла для однофотонного фотоэффекта равна $3,3 \pm 0,15$ эв и аддитивно зависит от величины потенциала мишени, двухквантовая фотоэмиссия электронов в раствор должна начинаться при потенциале $\varphi = 0,2$ э относительно точки нулевого заряда в том случае, когда капля освещается импульсом света рубинового ОКГ ($2\hbar\omega = 3,57$ эв). Для неодимового ОКГ $2\hbar\omega = 2,36$ эв, а $3\hbar\omega = 3,54$ эв, и следовательно, двухквантовая фотоэмиссия должна начинаться при $\varphi = -1,0$ э, а трехквантовая — при $\varphi = 0,2$ э. Все перечисленные эффекты наблюдались на опыте. Исследования зависимости величины фототока от интенсивности излучения ОКГ и потенциала электрода φ показали, что в случае трехквантового фотоэффекта $J \sim I^{2,7-3,0}$, а в случае двухквантового $J \sim I^2$. Этот результат качественно совпадает с выражением (2,47), описывающим процесс многоквантового фотоэффекта из металла в раствор электролита. Более точное согласие проследить не удастся, так как неизвестно точное значение интенсивности излучения ОКГ, работающего в режиме пичковой генерации. Экспериментально найденная зависимость величины заряда q , эмиттированного с поверхности ртутной капли под действием излучения рубинового ОКГ, от потенциала φ электрода имеет вид $q^{0,4} \sim \varphi$ (рис. 6). Экстраполированное из этих данных значение работы выхода для двухквантового фотоэффекта оказывается близким к величине $3,3$ эв, полученной для одноквантового фотоэффекта. При облучении светом рубинового ОКГ заряд, эмиттированный с поверхности капли, достигал величины $3 \cdot 10^{-8}$ к.с.м.⁻² при $\varphi=0$ и возрастал до $2,4 \cdot 10^{-7}$ к.с.м.⁻² при $\varphi = -0,3$ э.

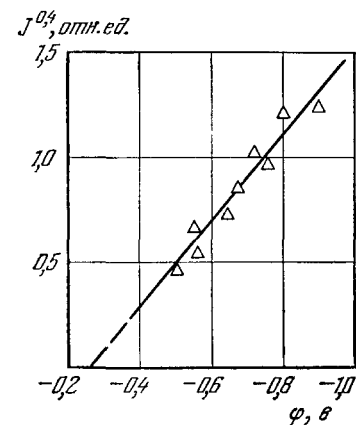


Рис. 6. Вольт-амперная характеристика внешнего двухквантового фотоэффекта с поверхности ртутной капли в децинормальном растворе хлорной кислоты (HClO_4) под действием излучения рубинового ОКГ ($E = 1$ Дж, $\tau \approx 10^{-4}$ сек). φ — потенциал насыщенного каломельного электрода.

Резюмируя результаты экспериментальных работ, в которых наблюдался внешний многоквантовый фотоэффект в металлах, следует сказать, что эти работы в основном носят предварительный характер. Ясно, что в дальнейшем круг исследований по нелинейному фотоэффекту в металлах будет возрастать и позволит существенно расширить наши представления как о строении металлов, так и об элементарном акте процесса фотоэффекта.

3. МНОГОКВАНТОВЫЙ ФОТОЭФФЕКТ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ И ДИЭЛЕКТРИКАХ

3.1. Теория

Внешний фотоэффект в полупроводниках и диэлектриках обусловлен прямыми и непрямыми оптическими переходами из связанных состояний (валентной зоны или дискретных уровней) в свободные состояния (в зоны проводимости). В чистых и слабо легированных полупроводниках основную роль играют межзонные переходы (рис. 7).

Глубина выхода фотоэлектронов из полупроводников определяется энергетическими потерями электронов на ударную ионизацию. Для осу-

ществления элементарного акта ударной ионизации электрон в зоне проводимости должен обладать энергией больше ширины запрещенной зоны $\Delta\mathcal{E}$. Для выхода в вакуум его энергия должна быть не меньше энергии сродства к электрону δ для данного полупроводника. Поэтому в полупроводниках, у которых $\delta > \Delta\mathcal{E}$, фотоэлектроны быстро теряют энергию на ударную ионизацию и глубина их выхода мала (10^{-6} см). Наоборот, в полупроводниках, у которых $\delta < \Delta\mathcal{E}$, а также в диэлектрических ионных кристаллах фотоэлектроны с энергией, достаточной для выхода в вакуум, не могут осуществлять ударную ионизацию и поэтому в состоянии выйти из большей глубины. В этом состоит одна из причин большого квантового выхода эффективных фотокатодов из Cs_3Sb , CsBi , Cs_2Te и др. ⁴³.

Распределение фотоэлектронов по скоростям отражает структуру энергетических зон, из которых они возбуждаются излучением. В металлах фотоэлектроны черпаются из зоны проводимости, в которой плотность квантовых состояний возрастает с ростом энергии. В полупроводниках плотность квантовых состояний в валентной зоне, из которой возбуждаются фотоэлектроны, убывает к вершине зоны. В энергетическом спектре фотоэлектронов металлов быстрых электронов поэтому относительно больше, чем в соответствующем спектре полупроводников.

В полупроводниках, содержащих заметное количество примесей, на длинноволновом участке спектральной характеристики внешнего фотоэффекта обнаруживаются особенности, отражающие оптическое возбуждение с примесных уровней.

Многообразие возможных механизмов возбуждения и рассеяния, приводящее к существенному изменению величины квантового выхода фотоэлектронов в полупроводниках, иллюстрируется в некоторой степени таблицей на стр. 512, взятой из работы Э. Кэйна ⁴⁴. Эта таблица, в частности, свидетельствует и о том, что при теоретическом рассмотрении внешнего многоквантового фотоэффекта для полупроводников возникает гораздо больше трудностей, чем в случае металлов.

Этим объясняется, по-видимому, отсутствие теоретических работ по внешнему многоквантовому фотоэффекту в полупроводниках и диэлектриках *). При трактовке экспериментальных результатов по внешнему многоквантовому фотоэффекту в полупроводниках и диэлектриках в настоящее время пользуются формулой, приведенной без доказательства в работе ⁵⁶, согласно которой для плотности двухквантового фототока справедливо соотношение

$$j_2 = \left[\frac{e^5}{\pi} \frac{l}{m^{1/2} \hbar^2 \omega^2} \frac{(2\hbar\omega - W_v)^{1/2}}{(W_c - \hbar\omega)^2} \right] F^4, \quad (3,1)$$

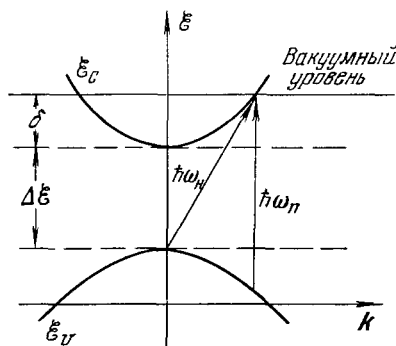
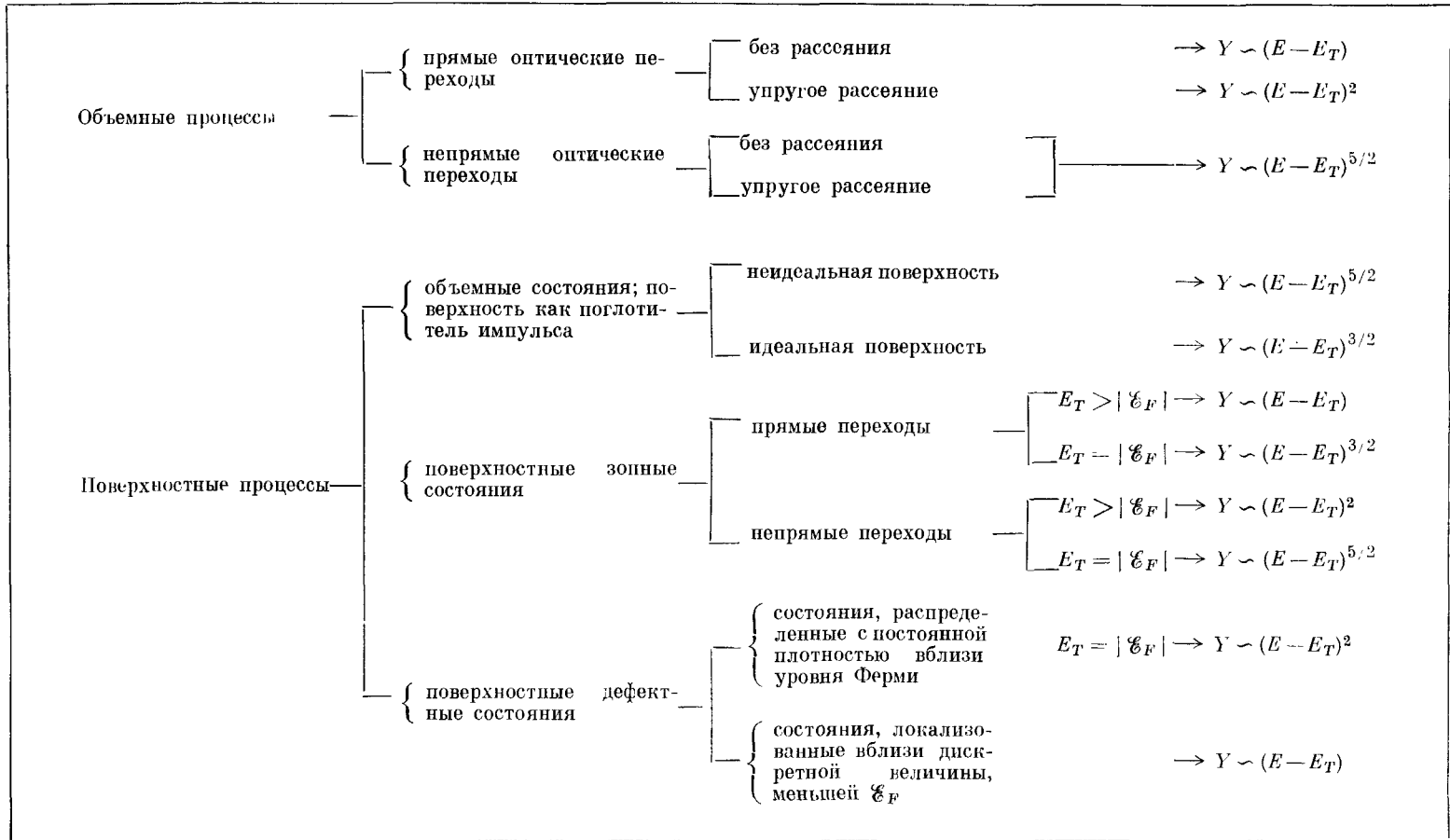


Рис. 7. Прямые и не прямые межзонаные переходы в полупроводнике.

\mathcal{E}_c и \mathcal{E}_v — зависимости энергии электрона от его квазимпульса k в зоне проводимости и валентной зоне; $\Delta\mathcal{E}$ — ширина запрещенной зоны; δ — энергия сродства к электрону; $\hbar\omega_{\Pi}$ — минимальная энергия фотона, при которой прямой переход (без изменения k) может вызвать внешний фотоэффект; $\hbar\omega_n$ — минимальная энергия фотона, равная $\Delta\mathcal{E} + \delta$, при которой не прямой переход может вызвать внешний фотоэффект.

*) Существует, однако, ряд работ по другим оптическим многоквантовым процессам в полупроводниках и диэлектриках (см., например, ⁴⁵⁻⁵⁵).

Зависимость фотоэлектронного квантового выхода Y от энергии фотона E вблизи порога E_T для различных механизмов возбуждения и рассеяния (\mathcal{E}_F — энергия уровня Ферми, измеряемая относительно уровня вакуума)



где l — средняя глубина выхода фотоэлектронов, W_c и W_v — разность энергий между уровнем вакуума и дном зоны проводимости или вершиной валентной зоны. Из (3,1) видно, что двухквантовый фотоэффект может иметь место при $\hbar\omega > W_v/2$.

Оценки показывают, что для Cs_3Sb (схема энергетических уровней приведена на рис. 8)

$$|j_2| = 1,5 \cdot 10^{-25} F^4 \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}, \quad (3,2)$$

где F выражено в $\text{вт}/\text{м}^2$ (при расчете были использованы значения $l = 200 \text{ \AA}$, $\hbar\omega = 1,17 \text{ эв}$, $W_c = 0,45 \text{ эв}$, $W_v = 2,05 \text{ эв}$). При плотности светового потока порядка $35 \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$ (т. е. $F^2 = 1,32 \cdot 10^8 \text{ в}^2 \cdot \text{м}^{-2}$) имеем $|j_2| \approx 10^{-9} \text{ а} \cdot \text{см}^{-2}$.

3.2. Эксперимент

Экспериментальному изучению внешнего многоквантового фотоэффекта с поверхности полупроводников посвящено несколько работ, причем все эксперименты были выполнены на мишенях из сурьмянистых соединений щелочных металлов, используемых обычно в качестве покрытия фото-

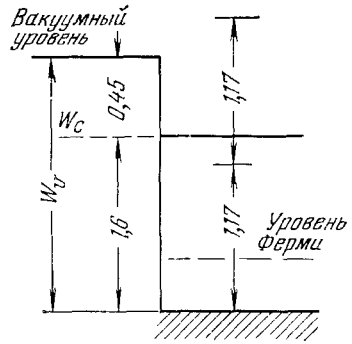


Рис. 8. Схема энергетических уровней в Cs_3Sb (энергия — в эв).

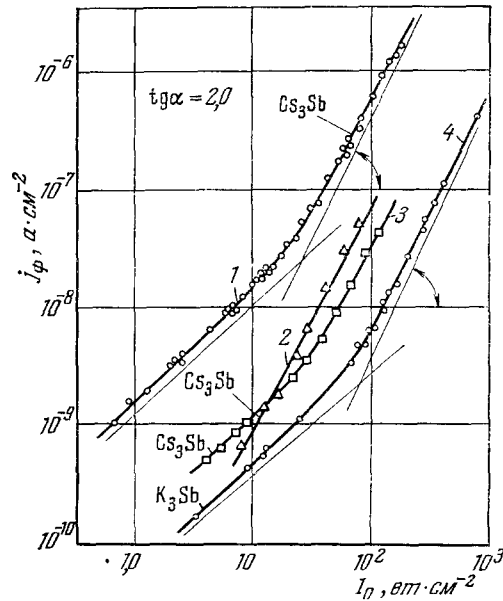


Рис. 9. Зависимость плотности фототока j_ϕ от интенсивности излучения ОКГ I_0 для образцов из Cs_3Sb (1⁵⁶, 2⁵⁶, 3⁵⁷) и K_3Sb (4⁵⁸).

катодов ФЭУ (Cs_3Sb ^{9, 56-58}, K_3Sb ⁵⁸). Для исследования внешнего многоквантового фотоэффекта с поверхности Cs_3Sb ($1,8 \leq \chi \leq 2,0 \text{ эв}$) использовался как ОКГ на неодимовом стекле, работающий в импульсном режиме ($\lambda = 1,059 \text{ мкм}$, $\hbar\omega = 1,17 \text{ эв}$, $5 \cdot 10^{-1} \leq I_0 \leq 10^3 \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$) ^{9, 56, 58}, так и газовый гелий-неоновый ОКГ, работающий в режиме непрерывной генерации ($\lambda = 1,153 \text{ мкм}$, $\hbar\omega = 1,07 \text{ эв}$, $P \approx 1,35 \text{ вт}$, $5 \leq I_0 \leq 10^2 \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$) ⁵⁷. Для изучения внешнего многоквантового фотоэффекта с поверхности K_3Sb ($2,2 \leq \chi \leq 2,9 \text{ эв}$) применялся ОКГ на рубине ⁵⁸, работающий в импульсном режиме ($\hbar\omega = 1,78 \text{ эв}$, $5 \leq I_0 \leq 10^3 \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$).

Результаты исследований зависимости плотности фототока j_ϕ от интенсивности I_0 падающего на мишень излучения ОКГ, приведены на рис. 9. Из приведенных на графике зависимостей видно, что на кривой $j_\phi(I_0)$ можно выделить два участка, на первом из которых $j_\phi \sim I_0$, а на втором $j_\phi \sim I_0^2$. Наличие участков квадратичной зависимости плотности тока эмиссии

j_ϕ от интенсивности возбуждающего света I_0 , наблюдаемых при плотностях светового потока $I_0 \geq 20 \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$ для образцов из Cs_3Sb и $I_0 \geq 100 \text{ вт} \cdot \text{см}^{-2}$ для мишеней из K_3Sb , подтверждает двухквантовую природу внешнего фотоэффекта, так как энергия и мощность импульсов

света во всех случаях были такими, что не вызвали заметного разогрева образцов. Некоторый разброс значений j_{ϕ} для мишеней из Cs_3Sb (см. рис. 9, кривые 1—3) объясняется, во-первых, тем, что для освещения использовались ОКГ с различными значениями энергии квантов излучения (1⁵⁸, 2⁵⁶, $\hbar\omega = 1,17$ эв; 3⁵⁷, $\hbar\omega = 1,07$ эв) и, во-вторых, тем, что работа выхода для мишеней из Cs_3Sb , сильно зависящая от способа приготовления и чистоты фотокатода, менялась от образца к образцу в широких пределах, достигающих 0,2 эв.

Как показали исследования, выполненные в работе⁵⁸, наличие линейного участка на кривой $j_{\phi}(I_0)$ у образцов из Cs_3Sb и K_3Sb вызвано существованием длинноволнового «хвоста» спектра однофотонного поглощения, который даже при малых значениях коэффициента поглощения k вносит заметный вклад в ток фотоэмиссии вследствие большого значения плотности возбуждающего светового потока ($j_{\phi} \sim kI_0$).

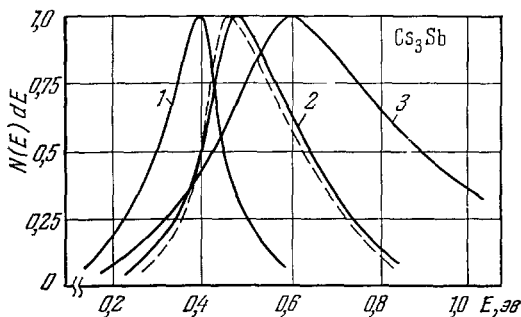


Рис. 10. Нормированная функция распределения $N(E)dE$ фотоэлектронов по энергиям, найденная методом задерживающего потенциала при освещении образца из Cs_3Sb светом различных длин волн.

Сплошные кривые относятся к случаям освещения образца светом теплового источника с длинами волн 0,7, 0,53 и 0,4 мкм для кривых 1, 2 и 3, а пунктирная кривая — случаю освещения образца светом неодимового ОКГ ($\lambda = 1,06$ мкм).

го фотоэффекта, практически не отличается от функции распределения фотоэлектронов при одноквантовом фотоэффекте, если суммарная энергия двух квантов, участвующих в процессе двухквантового фотоэффекта, равна энергии кванта, вызывающего одноквантовый фотоэффект, т. е. $[N(E)dE]_{\lambda=1,06} \approx [N(E)dE]_{\lambda=0,53}$; 2) максимум функции распределения $[N(E)dE]_{\lambda=1,06}$ фотоэлектронов по скоростям лежит в области энергий $E \approx 2\hbar\omega - \chi$.

Хотя обе экспериментальные работы^{59, 60}, в которых исследовался внешний многоквантовый фотоэффект с поверхности диэлектриков, носят предварительный характер, все же они резко отличаются друг от друга как по методике эксперимента, так и по характеру и глубине полученных результатов. Работа Дж. Меррея⁵⁹, посвященная изучению многоквантовой фотоэмиссии с поверхностей прозрачных для излучения ОКГ диэлектриков — кварца ($\chi = 4,2 - 5,1$ эв) и боросиликатного стекла ($\chi = 4;9$ эв), — выполнена на низком экспериментальном уровне. Единственное, что удалось установить автору, исследовавшему зависимость числа электронов N_e , эмиттированных с поверхности образцов, от энергии импульса излучения рубинового ОКГ ($0,2 \lesssim E \lesssim 4,0$ дж, $\tau \approx 1,4$ мсек), — это наличие при плотностях светового потока $I \gtrsim 10^5$ вт·см⁻² многоквантового фотоэффекта ($n = 3$). Ни механизм фотовозбуждения, ни природа побочных явлений, осложняющих наблюдение фотоэффекта, не были выяснены автором.

Работа Э. Логотетиса⁶⁰, наоборот, выполнена на высоком экспериментальном уровне и содержит ряд важных выводов и идей. Для исследова-

дования спектральных характеристик внешнего многоквантового фотоэффекта в диэлектриках автор использовал метод двухфотонной спектроскопии, предложенный впервые Дж. Хопфилдом и др.^{61, 62}. Суть этого метода заключается в следующем. Исследуемый образец освещается двумя независимыми пучками света, один из которых создается ОКГ ($\hbar\omega_1 = \text{const}$), другой представляет собой непрерывное излучение лампы-вспышки, прошедшее через монохроматор ($\hbar\omega_2$ — переменная величина). Таким образом, суммарная энергия двух квантов $E = \hbar\omega_1 + \hbar\omega_2$ может меняться в широких пределах, что позволяет легко снимать спектральные характеристики многоквантовых процессов (исходные энергии квантов $\hbar\omega_1$ и $\hbar\omega_2$ выбираются при этом таким образом, чтобы они лежали вне области возможного однофотонного поглощения в образце). Источниками излучения в работе⁶⁰ служили ОКГ на рубине, работающий в режиме «гигантского импульса» ($E = 1$ дж, $\hbar\omega_1 = 1,786$ эв, $\tau = 40$ нсек) и ксеноновая лампа-вспышка ($\tau \approx 50$ мксек), причем синхронизация импульса излучения ОКГ по отношению к импульсу лампы-вспышки осуществлялась таким образом, чтобы импульс ОКГ приходился на «плато» импульса излучения лампы-вспышки. Использование монохроматора на пути следования луча света от ксеноновой лампы позволяло менять энергию фотонов в пределах $4,0 \leq \hbar\omega_2 \leq 6,2$ эв, причем ширина спектра излучения, прошедшего через монохроматор, не превышала 33 Å. В качестве мишени использовалась пленка из CsJ толщиной порядка нескольких тысяч ангстрем, получаемая методом напыления в вакууме на подложку из нержавеющей стали. Образец помещался в вакуумную камеру ($p_0 \approx \approx 10^{-6}$ мм рт. ст.) таким образом, чтобы угол падения несфокусированного излучения ОКГ на мишень составлял 60°. Для регистрации эмиттированных с поверхности мишени электронов применялся электронный умножитель, расположенный вблизи поверхности образца таким образом, чтобы на него не попадало рассеянное излучение обоих возбуждающих световых пучков. Как показали эксперименты, эмиссионный ток характеризуются следующими свойствами:

1) импульсы тока эмиссии наблюдаются только в том случае, когда на мишень действуют оба световых пучка, причем энергия фотонов УФ излучения лампы-вспышки должна превышать значение $\hbar\omega_2 \geq 4,4$ эв ($\lambda \approx 2770$ Å);

2) форма и продолжительность импульсов тока эмиссии подобны соответствующим характеристикам импульса излучения ОКГ;

3) величина импульса тока эмиссии прямо пропорциональна как интенсивности излучения ОКГ, так и интенсивности излучения лампы-вспышки.

Вышеупомянутые факты свидетельствуют о том, что регистрируемый фототок имеет фотоэлектронную природу и что свободные электроны над поверхностью образца из CsJ появляются в результате двухквантового внешнего фотоэффекта. Найденная на опыте зависимость относительной величины квантового выхода двухфотонного фотоэффекта Y от значения суммарной энергии двух фотонов возбуждающего излучения приведена на рис. 11. Видно, что кривая состоит из двух частей. При значениях $E \geq 6,9$ эв наблюдается резкое увеличение фототока, достигающее насыщения при $E \approx 7,3$ эв. В области энергий $E \leq 6,9$ эв функция $Y(E)$ монотонно убывает по мере уменьшения значения E , причем ее нижнее пороговое значение, найти которое не удалось ввиду малости сигнала, лежит, вероятно, в области $E \approx 6,2-6,3$ эв.

Для выяснения природы двухквантового фотоэффекта был проведен сравнительный анализ спектров одно- и двухфотонного поглощения с данными по одно- и двухквантовому фотоэффекту (рис. 12). Нетрудно

заметить, что длинноволновая граница двухквантового фотоэффекта ($E \approx 6,1-6,3$ эв) практически совпадает с соответствующим значением для одноквантового фотоэффекта⁶³ и коррелирует с двухфотонным спектром поглощения^{61, 62}. Известно, что внешний фотоэффект в щелочно-галогенидных кристаллах имеет экситонный механизм^{63, 64}. Из сравнения спектров одно- и двухфотонного поглощения видно, что в области энергий $5,5 \leq E \leq 6,4$ эв указанные спектры существенно отличаются друг от друга, а в области энергий $6,4 \leq E \leq 6,9$ эв они отличаются очень слабо. Это говорит о том, что в области значений $E \leq 6,9$ эв двухквантовый фотоэффект может быть объяснен двухфотонными «запрещенно-запрещенными» переходами из основного состояния в первую зону проводимости

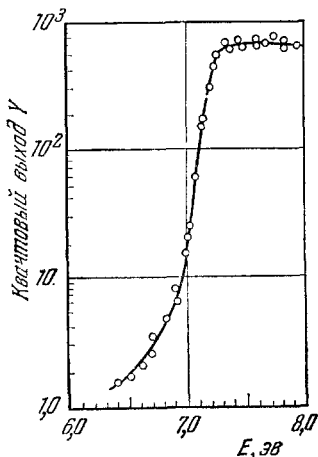


Рис. 11. Зависимость квантового выхода фотоэффекта Y из пленки CsJ от суммарной энергии двух фотонов падающего на мишень излучения ($\hbar\omega_1 = 1,78$ эв, $\hbar\omega_2$ — переменная величина)

Y — число эмитированных электронов, отнесенное к числу УФ фотонов лампы-вспышки. Интенсивность излучения рубинового ОКГ $I_0 = 8 \cdot 10^{-2}$ Мвт·см⁻².

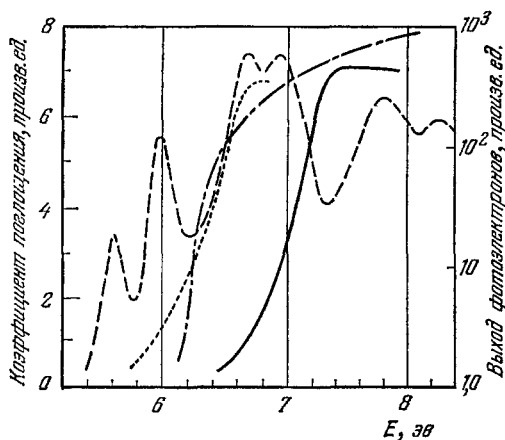


Рис. 12. Спектральные зависимости одно- и двухфотонного поглощения и фотоэмиссии для образцов из CsJ при комнатной температуре.

— однофотонное поглощение⁶⁷; ... двухфотонное поглощение⁶²; — однофотонный фотоэффект⁶³; — двухфотонный фотоэффект⁶⁰.

вблизи Γ -точки зоны Бриллюэна ($\mathbf{k} \neq 0$)^{50, 61, 65, 66}, а в области $E > 6,9$ эв — так называемыми «разрешенно-разрешенными» переходами в некоторой точке зоны Бриллюэна без инверсионной симметрии, т. е. на Σ -линии^{50, 61}. Иначе говоря, в области значений $E \geq 6,9$ эв в кристалле существуют возбужденные состояния, четность которых тождественна четности основного состояния и, следовательно, возможно прямо двухфотонное возбуждение экситонных состояний в кристалле. Хотя автору и не удалось конкретно отождествить типы наблюдаемых переходов, ответственных за появление тока эмиссии, выполненные им исследования позволили сделать ряд важных выводов, суть которых заключается в следующем. Изучение внешнего многоквантового фотоэффекта в диэлектриках позволяет:

1) изучать структуру, строение и тип симметрии энергетических зон в облучаемых средах, подобному тому как это делается в случае анализа характеристик одноквантового фотоэффекта^{68, 69};

2) понять и оценить роль двухфотонно-возбужденных состояний (экситонов), имеющих четность, тождественную четности основного состояния, и не наблюдаемых при однофотонном возбуждении;

3) изучить роль F -центров и различных механизмов диссоциации экситонов, приводящих к появлению фотоэмиссии, и, наконец,

4) проследить влияние характеристик внутреннего многоквантового фотоэффекта (угловые и поляризационные зависимости фотопроводимости и т. п.) на процесс эмиссии электронов с поверхности облучаемых тел.

Все эти вопросы еще далеки от разрешения, и предложенный метод исследования взаимодействия излучения с веществом, несомненно, поможет выяснению детальной картины явления.

4. СТАТИСТИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА ИЗЛУЧЕНИЯ И ВЕРОЯТНОСТЬ МНОГОКВАНТОВОГО ФОТОЭФФЕКТА

В связи с изобретением ОКГ и возможностью экспериментального исследования электромагнитных полей с высоким порядком когерентности в последние годы появилось значительное число теоретических работ, посвященных развитию и уточнению понятия когерентности⁷⁰⁻⁸⁹. В части из этих работ⁷⁹⁻⁸⁶ рассматривается связь между элементарным актом многоквантового поглощения и когерентностью электромагнитного излучения. С точки зрения теории оптической когерентности и статистики фотонов элементарный акт внешнего многоквантового фотоэффекта является счетчиком фотонов и, следовательно, детектором когерентности. Именно с этих позиций и был рассмотрен внешний многоквантовый фотоэффект в работах^{9, 78}.

Следуя Р. Глауберу^{70, 71}, определим набор корреляционных функций, описывающий статистические свойства излучения, следующим образом:

$$G^{(n)}(x_1, \dots, x_n, x_{n+1}, \dots, x_{2n}) = \\ = \text{Sp} [\hat{\rho} \hat{E}^{(-)}(x_1) \dots \hat{E}^{(-)}(x_n) \hat{E}^{(+)}(x_{n+1}) \dots \hat{E}^{(+)}(x_{2n})], \quad (4.1)$$

где $\hat{\rho}$ — оператор плотности, $x_n = (r_n, t_n)$, $\hat{E}^{(-)}$ и $\hat{E}^{(+)}$ — неэрмитовы части оператора напряженности электрического поля соответственно с отрицательными и положительными частотами.

Функция $G^{(n)}(x_1, \dots, x_n, x_{n+1}, \dots, x_{2n})$ называется функцией корреляции n -го порядка. В качестве условия полной когерентности потребуем, чтобы нормированная корреляционная функция n -го порядка

$$g^{(n)}(x_1, \dots, x_{2n}) = \frac{G^{(n)}(x_1, \dots, x_{2n})}{\prod_{j=1}^{2n} [G^{(1)}(x_j, x_j)]^{1/2}}$$

была по модулю равна единице для всех n и всех комбинаций аргументов x . Если это условие выполняется для $n \leq M$, будем говорить о когерентности M -го порядка.

Можно показать, что средняя скорость счета n -кратных совпадений для идеальных (малость размеров, широкая полоса и т. д.) фотодетекторов, находящихся в точках x_1, x_2, \dots, x_n , пропорциональна функции $G^{(n)}(r_1 t_1, \dots, r_n t_n, r_n t_n, \dots, r_1 t_1)$. Так как функция $G^{(n)}$ действительна и положительна, условие $|g^{(n)}| = 1$ при $n \leq M$ означает, что

$$g^{(n)}(x_1, \dots, x_n, x_n, \dots, x_1) = 1$$

для $n \leq M$. Следовательно, по определению функции $g^{(n)}$ для полей с когерентностью M -го порядка справедливо соотношение

$$G^{(n)}(x_1, \dots, x_n, x_n, \dots, x_1) = \prod_{j=1}^n G^{(1)}(x_j, x_j) \quad (4.2)$$

для $n \leq M$.

С точки зрения эксперимента это означает, что скорость счета n -кратных совпадений равна произведению скоростей счета, которую давал бы каждый счетчик в отсутствие остальных. Таким образом, для полей излучения с когерентностью порядка $M \gg n$ n фотонных счетчиков дают статистически независимые отсчеты.

Рассмотрим для простоты двухквантовый фотоэффект в качестве детектора когерентности излучения⁷⁸. Средняя скорость счета в пространственно-временной точке $x_0 = (r_0, t_0)$ для идеального двухфотонного детектора пропорциональна величине

$$G^{(2)}(x_0, x_0, x_0, x_0) = \text{Sp} [\hat{\rho} \hat{E}^{(-)}(x_0) \hat{E}^{(-)}(x_0) \hat{E}^{(+)}(x_0) \hat{E}^{(+)}(x_0)].$$

Считаем, что излучение обладает когерентностью первого порядка, т. е. что

$$G^{(2)}(x_i, x_j, x_j, x_i) = g_2 [G^{(1)}(x_i, x_i)] [G^{(1)}(x_j, x_j)], \quad (4,3)$$

где g_2 — параметр когерентности ($g_2 \neq 1$).

Информация о поле излучения может быть получена с помощью эксперимента двух типов: а) методом абсолютного измерения величины двухквантового фототока, б) при помощи относительных измерений, когда детектор освещается двумя наложенными световыми потоками.

Выходной сигнал двухквантового детектора, когда последний освещается одним световым потоком, пропорционален величине

$$G^{(2)}(x_0, x_0, x_0, x_0),$$

где $x_0 = (r_0, t_0)$. Когда детектор освещается задержанным во времени тем же потоком, выходной сигнал в момент времени t_0 пропорционален величине

$$G^{(2)}(x_1, x_1, x_1, x_1),$$

где $x_1 = (r_1, t_1)$ и $t_1 > t_0$.

Средняя плотность двухквантового фототока j_2 для случая, когда детектор освещается двумя наложенными световыми потоками от одного и того же источника, пропорционален следующей сумме:

$$j_2 \sim G^{(2)}(x_0, x_0, x_0, x_0) + G^{(2)}(x_1, x_1, x_1, x_1) + \\ + G^{(2)}(x_0, x_1, x_1, x_0) + G^{(2)}(x_1, x_0, x_0, x_1). \quad (4,4)$$

Первые два члена в сумме (4,4) соответствуют поглощению двух фотонов из одной и той же пространственно-временной точки (оба фотона из одного и того же светового потока), причем первый член соответствует одному световому потоку, а второй — другому; два последних члена в (4,4) соответствуют поглощению двух фотонов с различных пространственно-временных точек (каждый фотон из разных световых потоков).

Подставляя (4,3) в (4,4) и вспоминая, что корреляционная функция $G^{(1)}(x_j, x_j)$ пропорциональна средней одноквантовой скорости счета в точке x_j , находим

$$j_2 = g_2 C (I_0^2 + 2I_0 I_1 + I_1^2), \quad \tau_0 < \tau_c, \quad (4,5)$$

где I_j — интенсивность j -го потока, C — постоянная величина. При этом предполагается, что время задержки между потоками τ_0 меньше времени когерентности излучения τ_c . Формула (4,5) означает, в частности, что двухквантовый фототок, вызываемый излучением тепловых источников ($g_2 = 2$, $g_m = m!$), в два раза больше двухквантового фототока, обусловленного излучением идеального одномодового ОКГ ($g_1 = 1$, $g_m = 1$). Физически это объясняется тем, что вероятность одновременного прибытия

двух фотонов больше в случае, когда отсутствует корреляция. Это справедливо как для одного светового потока, так и для двух наложенных световых потоков. К таким же результатам пришли авторы теоретической работы⁸⁰, в которой изучалась зависимость вероятности двухфотонного поглощения от когерентности излучения.

Если время задержки между потоками больше времени когерентности излучения ($\tau_\delta > \tau_c$), то корреляция времен прибытия фотонов из одного и другого потока отсутствует. В данном случае можно записать

$$G^{(2)}(x_0, x_1, x_1, x_0) = [G^{(1)}(x_0, x_0)] [G^{(1)}(x_1, x_1)],$$

или

$$j_2 \sim g_2 [G^{(1)}(x_0, x_0)]^2 + g_2 [G^{(1)}(x_1, x_1)]^2 + 2 [G^{(1)}(x_0, x_0)] [G^{(1)}(x_1, x_1)], \quad \tau_\delta > \tau_c. \quad (4,6)$$

Заметим, что двухквантовый фототок, обусловленный поглощением одного фотона из каждого светового потока, здесь такой же, как и для излучения одномодового ОКГ; он равен $2CI_0I_1$.

Для хаотических полей, включая и поля теплового излучения ($g_m = m!$), имеем

$$j_2 = 2C (I_0^2 + I_0I_1 + I_1^2), \quad \tau_\delta > \tau_c, \quad (4,7)$$

а для одномодового ОКГ ($g_2 = 1$)

$$j_2 = 2C \left(\frac{1}{2} I_0^2 + I_0I_1 + \frac{1}{2} I_1^2 \right). \quad (4,8)$$

Снова фототок для хаотических полей больше фототока для поля излучения ОКГ. Сравнивая (4,7) и (4,8), можно заметить, что отношение коэффициента при перекрестном члене I_0I_1 к коэффициенту при I_0^2 или I_1^2 в (4,7) равно единице, а в (4,8) оно равно двум. Это означает, что в случае хаотических полей возрастает скорость счета для каждого потока

$$G^{(2)}(x_0, x_0, x_0, x_0) \text{ и } G^{(2)}(x_1, x_1, x_1, x_1).$$

Причиной этого является тенденция фотонов прибывать скоррелированными парами. Поскольку $\tau_\delta > \tau_c$, корреляция между временем прибытия фотона из одного потока и временем прибытия фотона из другого потока отсутствует. Таким образом, из сказанного видно, что многоквантовый фотоэффект может дать информацию о корреляционных функциях электромагнитного излучения и, наоборот, для полной информации о многоквантовом фотоэффекте необходимо знать статистическую природу излучения, его вызывающего.

Пользуясь аппаратом квантовой электродинамики и указанными выше идеями, авторы работ^{81, 84} решили задачу вычисления вероятности многофотонного поглощения под действием импульса излучения ОКГ и теплового излучения. Если тепловое излучение, профильтрованное соответствующим образом, обладает такими же, как и импульс излучения ОКГ, частотным спектром и полной энергией, отношение вероятности n -фотонного перехода для теплового излучения к соответствующей вероятности для когерентного света равно

$$\eta_n = \frac{n! n^{1/2}}{(4\pi)^{(n-1)/2}} \left(\frac{\tau_c}{\tau} \right)^{n-1}, \quad (4,9)$$

где τ — время, в течение которого атомная система облучается тепловым излучением, τ_c — время когерентности излучения ОКГ ($\tau_c \Delta\nu \sim 1$). При этом предполагается, что импульс излучения ОКГ представляет собой

чистое когерентное полихроматическое состояние, при котором длительность импульса τ_l равна времени когерентности τ_c , а тепловое излучение является стационарным и может быть описано диагональным по числам заполнения оператором плотности. Последнее оправдано тем, что частотный спектр и полная энергия импульсов излучения ОКГ и теплового излучения одинаковы и, следовательно, для компенсации разности в спектральных интенсивностях должно выполняться неравенство $\tau \gg \tau_c$. Из выражения (4,9) находим

$$\frac{\eta_n}{\eta_{n-1}} \approx \frac{n}{\sqrt{2}} \frac{\tau_c}{\tau}, \quad (4,10)$$

$$\eta_2 = \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{\tau_c}{\tau}, \quad (4,11)$$

$$\eta_1 = 1. \quad (4,12)$$

Соотношение (4,11) показывает, что $\eta_2 < 1$. С другой стороны, из (4,10) видно, что отношение η_n/η_{n-1} увеличивается с ростом n . Однако, поскольку обычно $n < \tau/\tau_c$, отношение η_n/η_{n-1} остается меньше единицы. Это

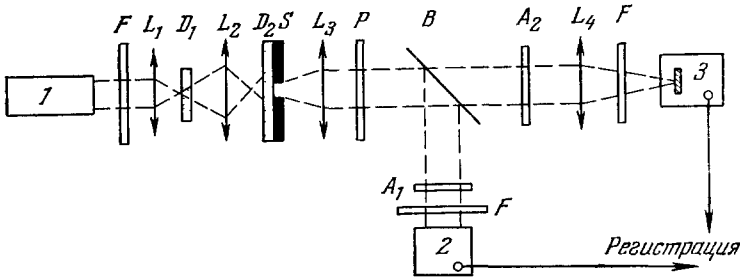


Рис. 13. Принципиальная схема экспериментальной установки. 1 — ОКГ на неодимовом стекле, работающий в режиме гигантского импульса; 2 — ФЭУ, регистрирующий плотность светового потока излучения ОКГ; 3 — электронный умножитель с фотокатодом — мишенью из Cs_3Sb ; L — линзы; F — фильтры, устраняющие излучение лампы-подкачки ОКГ; A_1 и A_2 — калиброванные ослабители плотности светового потока; P — поляризатор, позволяющий сохранять постоянное значение отношения световых потоков, прошедших через делитель светового пучка B; D_1 и D_2 — диффузные пластинки, предназначенные для преобразования когерентного светового потока ОКГ в некогерентный; S — диафрагма.

означает, что при сравнении вероятностей многофотонного поглощения в когерентном и некогерентном световых потоках, когда $\tau \gg \tau_l$, вероятность n -фотонного поглощения для импульса излучения ОКГ обычно больше, чем для теплового излучения.

Известна пока лишь одна экспериментальная работа, в которой исследовалась зависимость величины многоквантового фототока от статистических свойств излучения. В этой работе⁹ изучался внешний двухквантовый фотоэффект с поверхности сурьмянистого цезия (Cs_3Sb). Принципиальная схема экспериментальной установки, на которой производились измерения, приведена на рис. 13. Луч света неодимового ОКГ ($\hbar\omega = 1,17 \text{ эв}$), работающего в режиме гигантского импульса, падал на поверхность фотокатода ФЭУ, изготовленного из Cs_3Sb ($\chi \approx 2 \text{ эв}$). Для сравнения токов фотоэмиссии в когерентном (1) и некогерентном (2) световых потоках авторы использовали два независимых способа облучения образца. В первом случае (1) фотокатод освещался импульсом света неодимового ОКГ. Во втором (2) — тем же излучением ОКГ, предварительно прошедшим через диффузно рассеивающие излучение пластинки ($\sim 1200 \text{ штрихов/мм}$), задача которых состояла в том, чтобы, незначительно ослабив световой

поток, сделать его полностью некогерентным, т. е. таким, у которого фаза электромагнитной волны хаотически менялась бы в интервале $[0, 2\pi]$. Иначе говоря, диффузные пластинки должны были существенно изменить фазовые характеристики поля и превратить когерентное поле излучения ОКГ, характеризующееся незначительной флуктуацией фазы около некоторого фиксированного значения, в поле излучения с равновероятным разбросом фаз в интервале $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Использование калиброванных ослабителей светового потока позволило авторам освещать фотокатод световыми потоками, интенсивности которых совпадали, а статистические свойства были различными. Как показали эксперименты (рис. 14), выполненные в интервале значений плотности светового потока $10^{21} \leq n_{\phi} \leq 10^{24}$ фотонов $\cdot \text{см}^{-2} \cdot \text{сек}^{-1}$ значения числа фотоэлектронов N_e , эмиттируемых с единицы поверхности мишени в единицу времени, зависят от плотности потока n_{ϕ} , причем всегда $N_e^{\text{ког}} < N_e^{\text{неког}}$. В результате обработки полученных зависимостей вида $N_e = \alpha n_{\phi} + \beta n_{\phi}^2$ оказалось, что $\alpha_{\text{ког}} \approx \alpha_{\text{неког}}$ ($\alpha_{\text{ког}} \approx 4,66 \cdot 10^{-12}$, $\alpha_{\text{неког}} \approx 4,55 \cdot 10^{-12}$), в то время как в области квадратичной зависимости фототока ($N_e \sim n_{\phi}^2$) всегда $\beta_{\text{неког}} > \beta_{\text{ког}}$ ($\beta_{\text{неког}} \approx 1,24 \cdot 10^{-34}$, $\beta_{\text{ког}} \approx 6,57 \cdot 10^{-35}$). Иначе говоря, число фотоэлектронов, эмиттируемых в процессе двухквантового фотоэффекта под действием некогерентного электромагнитного излучения, превышает соответствующее число фотоэлектронов, появляющихся под действием когерентного излучения ОКГ той же интенсивности и спектрального состава, причем для токов фотоэмиссии выполняется соотношение $N_e^{\text{неког}} = (1,88 \pm 0,05) N_e^{\text{ког}}$, которое хорошо согласуется с предсказываемым теорией^{80, 83} значением $N_e^{\text{неког}} = 2N_e^{\text{ког}}$. Заметим, что условия данного опыта не соответствуют условиям задачи, решенной в⁸⁴.
 Результаты этой работы наглядно иллюстрируют важность учета статистических свойств поля излучения ОКГ при корректном вычислении вероятности многоквантового фотоэффекта и свидетельствуют о том, что таким образом можно в принципе измерять и определять порядок когерентности оптического излучения.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Внешний многоквантовый фотоэффект принадлежит к числу нелинейных процессов взаимодействия электромагнитного излучения с веществом. Он является существенно квантовым явлением.

Исследования внешнего одноквантового фотоэффекта сыграли фундаментальную роль в экспериментальном обосновании квантовой теории

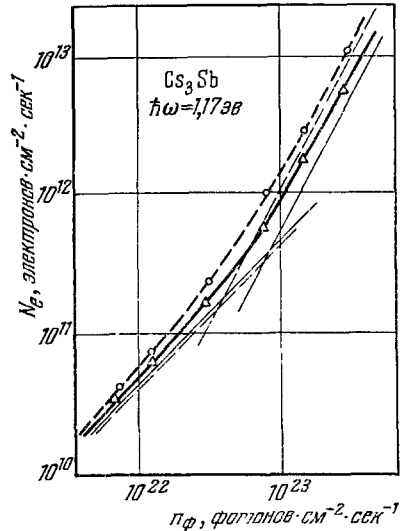


Рис. 14. Зависимость числа электронов N_e , эмиттируемых с единицы поверхности мишени из Cs_3Sb в единицу времени, от плотности светового потока n_{ϕ} .

Точки \circ и Δ соответствуют усредненным экспериментальным значениям при освещении некогерентным и когерентным световыми потоками. Найденные экспериментально зависимости $N_e = \alpha n_{\phi} + \beta n_{\phi}^2$ изображены пунктирной и сплошной линиями соответственно для случая возбуждения некогерентным и когерентным излучением. Тонкие пунктирные прямые — асимптоты типа $N_e = \alpha_{\text{неког}} n_{\phi}$ и $N_e = \beta_{\text{неког}} n_{\phi}^2$, а тонкие сплошные линии — асимптоты типа $N_e = \alpha_{\text{ког}} n_{\phi}$ и $N_e = \beta_{\text{ког}} n_{\phi}^2$.

света. Не менее важная роль принадлежит, по-видимому, и многоквантовому фотоэффекту. Это особенно относится к установлению и изучению связи между многоквантовым поглощением фотонов и когерентностью излучения. С другой стороны, изучение многоквантовой фотоэмиссии электронов из конденсированных сред позволяет исследовать особенности структуры энергетических зон, тип симметрии волновых функций электрона в кристалле, структуру потенциального барьера на границе раздела двух сред и т. д.

Исследование многоквантового фотоэффекта позволяет также уточнить границы применимости основных законов линейного фотоэффекта — законов Столетова и Эйнштейна.

В теоретическом и экспериментальном изучении многоквантового фотоэффекта в настоящее время сделаны лишь первые шаги. Число работ и глубина исследований по многоквантовому фотоэффекту в дальнейшем будут, по-видимому, непрерывно возрастать. Не исключена также возможность практического использования многоквантового фотоэффекта в качестве детектора порядка когерентности излучения.

Московский физико-технический
институт

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. A. M. Goodman, *Phys. Rev.* **144**, 588 (1966).
2. O. L. Nelson, D. E. Anderson, *J. Appl. Phys.* **37**, 77 (1966).
3. Т. М. Лифшиц, А. Л. Мусатов, Письма ЖЭТФ **4**, 295 (1966).
4. G. W. Lewicki, C. A. Mead, *Appl. Phys. Lett.* **8**, 98 (1966).
5. C. C. Barker, A. W. Gardner, D. S. Sammon, *J. Electrochem. Soc.* **113**, 1182 (1966).
6. P. Delahay, V. S. Srinivasan, *J. Phys. Chem.* **70**, 420 (1966).
7. М. Неурговску, *Zs. phys. Chem.* **52**, 1 (1967).
8. Л. И. Коршунов, Я. М. Золотовицкий, В. А. Бендерский, *Электрохимия* **4**, 499 (1968).
9. F. Shiga, S. Imamura, *Phys. Lett.* **25A**, 706 (1967).
10. E. U. Condon, H. Odishaw, *American Institute of Physics Handbook*, vol. 8, McGraw Hill Inc., N.Y., 1958, стр. 66 и 73.
11. А. В. Соколов, *Оптические свойства металлов*, М., Физматгиз, 1961.
12. R. E. Makinson, M. J. Buckingham, *Proc. Phys. Soc.* **A64**, 135 (1951).
13. R. L. Smith, *Phys. Rev.* **128**, 2225 (1962).
14. M. C. Teich, J. M. Schroer, G. J. Wolga, *Phys. Rev. Lett.* **13**, 611 (1964).
15. I. Adawi, *Phys. Rev.* **134**, A788 (1964).
16. М. Е. Маринчук, *Изв. АН Молд. ССР, сер. физ.-матем. наук*, № 12, 93 (1966).
17. Ф. Зейтц, *Современная теория твердого тела*, М.—Л., Гостехиздат, 1949.
18. P. Bloch, *J. Appl. Phys.* **35**, 2052 (1964).
19. Н. У. Фан, *Phys. Rev.* **68**, 43 (1945).
20. Ф. В. Бункин, М. В. Федоров, *ЖЭТФ* **48**, 1341 (1965).
21. Л. В. Келдыш, *ЖЭТФ* **47**, 1945 (1964).
22. А. М. Бродский, Ю. Я. Гуревич, *ЖЭТФ* **54**, 213 (1968).
23. А. Н. Базь, Я. Б. Зельдович, А. М. Переломов, *Рассеяние, реакции и распады в нерелятивистской квантовой механике*, М., «Наука», 1966.
24. Ю. Я. Гуревич, А. М. Бродский, В. Г. Левич, *Электрохимия* **3**, 1302 (1967).
25. Л. Н. Добрецов, М. В. Гомоюнова, *Эмиссионная электроника*, М., «Наука», 1966.
26. M. C. Teich, G. J. Wolga, *Phys. Rev.* **171**, 809 (1968).
27. N. R. Isenor, *J. Appl. Phys.* **36**, 316 (1965).
28. M. Iannuzzi, R. Williamson, *Nuovo Cimento* **36**, 1130 (1965).
29. J. F. Reedy, *J. Appl. Phys.* **36**, 462 (1965); *Phys. Rev.* **137**, 620A (1965).
30. W. L. Knecht, *Appl. Phys. Lett.* **6**, 99 (1965); **8**, 254 (1966); *IEEE J. Quant. Electron.* **2**, 106 (1966).

31. S. H. Kahn, F. A. Richards, D. Walsh, IEEE J. Quant. Electron. **1**, 359 (1965).
32. L. P. Levine, J. F. Ready, E. Bernal, J. Appl. Phys. **38**, 331 (1967).
33. Г. М. Рубанова, А. П. Соколов, ЖТФ **37**, 1677 (1967).
34. R. Gauthier, D. Bois, P. Pinard, F. Davoine, Phys. Stat. Solidi **25**, 691 (1968).
35. Ф. В. Бункин, А. М. Прохоров, ЖЭТФ **52**, 1610 (1967).
36. E. M. Logothetis, P. L. Hartman, Phys. Rev. Lett. **18**, 581 (1967).
37. Gy. Farkas, I. Kertesz, Zs. Naraу, P. Varga, Phys. Lett. **25A**, 572 (1967).
38. F. J. Piepenbring, Proceedings of the International Colloquium on Optical Properties and Electronic Structure of Metals and Alloys (Paris, 1965), North-Holland Publ. Co., Amsterdam, 1966, стр. 316.
39. Gy. Farkas, Zs. Naraу, P. Varga, Phys. Lett. **24A**, 134 (1967).
40. Gy. Farkas, I. Kertesz, Zs. Naraу, P. Varga, Phys. Lett. **24A**, 475 (1967).
41. Gy. Farkas, I. Kertesz, Zs. Naraу, Phys. Lett. **28A**, 190 (1968).
42. Л. И. Коршунов, В. А. Бендерский, В. И. Гольданский, Я. М. Золотовицкий, Письма ЖЭТФ **7**, 55 (1968).
43. А. Н. Арсеньева-Гейль, Внешний фотоэффект с полупроводников и диэлектриков, М., Гостехиздат, 1957.
44. E. O. Kane, Phys. Rev. **127**, 131 (1962).
45. R. Loudon, Proc. Phys. Soc. **80**, 952 (1962).
46. А. М. Бонч-Бруевич, В. А. Ходовой, УФН **85** (1), 3 (1965).
47. E. Courtens, A. Bergman, J. Jortner, Phys. Rev. **156**, 948 (1967).
48. M. Inoue, Y. Toyozawa, J. Phys. Soc. Japan **20**, 363 (1965).
49. Ю. Л. Климонтович, Э. В. Погорелова, ЖЭТФ **51**, 1722 (1966).
50. Р. Бронштейн, в сб. «Лазеры», М., «Мир», 309, 1963.
51. А. И. Бобрышева, С. А. Москаленко, ФТТ **8**, 2730 (1966).
52. А. И. Бобрышева, С. А. Москаленко, М. И. Шмиглюк, ФТП **1**, 1469 (1967).
53. Н. Бломберг, Нелинейная оптика, М., «Мир», 1966.
54. Ф. В. Бункин, ЖЭТФ **50**, 1685 (1966).
55. G. D. Mahan, Phys. Rev. **170**, 825 (1968).
56. H. Sonnenberg, H. Hoffner, W. Spiesser, Appl. Phys. Lett. **5**, 95 (1964).
57. R. A. Soref, Solid State Res. (Lincoln Lab. Mass. Inst. Technol.) № 4, 15 (1964/1965).
58. S. Imamura, F. Shiga, K. Kinoshita, T. Suzuki, Phys. Rev. **166**, 322 (1968).
59. J. J. Murray, Dielectrics **1**, 221 (1964).
60. E. M. Logothetis, Phys. Rev. Lett. **19**, 1470 (1967).
61. J. J. Hopfield, J. M. Worlock, Phys. Rev. Lett. **11**, 414 (1963).
62. J. J. Hopfield, J. M. Worlock, K. Park, Phys. Rev. **137**, 1455A (1965).
63. J. Taylor, P. L. Hartman, Phys. Rev. **113**, 1421 (1959).
64. Р. Нокс, Теория экситонов, М., «Мир», 1966.
65. R. J. Elliot, Phys. Rev. **108**, 1384 (1957).
66. G. D. Mahan, Phys. Rev. Lett. **20**, 332 (1968).
67. J. Eby, K. Teegarden, D. Dutton, Phys. Rev. **116**, 1099 (1959).
68. W. E. Spiesser, Phys. Lett. **20**, 326 (1966).
69. W. E. Spiesser, Surv. Phenomena Ionized Gases, Vienna, 1968, стр. 271.
70. R. Glauber, Phys. Rev. **131**, 2766 (1963).
71. Р. Глаубер, в сб. «Квантовая оптика и квантовая радиофизика», М., «Мир», 1965, стр. 91.
72. Э. Вольф, Л. Мандель, УФН **87**, 491 (1965); **88**, 347, 619 (1966).
73. H. Morawitz, Phys. Rev. **139**, 1072A (1965).
74. U. M. Titulaer, R. J. Glauber, Phys. Rev. **140**, 676B (1965); **145**, 1041 (1966).
75. C. L. Mehta, P. Chand, E. C. G. Sudarshan, R. Vedam, Phys. Rev. **157**, 1198 (1967).
76. C. L. Mehta, J. Math. Phys. **8**, 1798 (1967).
77. E. Ledinegg, Z. Phys. **205**, 25 (1967).
78. M. C. Teich, G. J. Wolga, Phys. Rev. Lett. **16**, 625 (1966).
79. J. G. Meadors, IEEE J. Quant. Electron. **2**, 638 (1966).

80. P. Lambropoulos, C. Kikuchi, P. K. Osborn, Phys. Rev. 144 1081 (1966).
 81. S. Carusotto, G. Fornaca, E. Polacco, Phys. Rev. 157, 1207, (1967).
 82. Y. R. Shen, Phys. Rev. 155, 921 (1967).
 83. R. Guccione-Gush, H. P. Gush, J. Van Kranendonk, Canad. J. Phys. 45, 2513 (1967).
 84. S. Carusotto, G. Fornaca, E. Polacco, Phys. Rev. 165, 1391 (1968).
 85. P. Lambropoulos, Phys. Rev. 168, 1418 (1968).
 86. C. Naresh, Vachaspati, Indian J. Pure and Appl. Phys. 6, 111 (1968).
 87. Y. Kano, J. Phys. Soc. Japan 24, 869 (1968).
 88. G. Campagnoli, G. Zambotti, Nuovo Cimento 57A, 468 (1968).
 89. Z. Bialyncka-Birula, Phys. Rev. 173, 1207 (1968).
-