

ница Ф. э. λ_0 , за к-рой (при $\lambda > \lambda_0$) Ф. э. не наблюдается. Длинноволновой границе λ_0 соответствует пороговая энергия фотонов $h\nu_0$ ($\nu_0 = c/\lambda_0$). 3) Макс. кинетич. энергия фотоэлектронов линейно возрастает с частотой ν падающего излучения и не зависит от его интенсивности:

$$(mv^2/2)_{\text{макс}} = h\nu - h\nu_0.$$

Эти законы строго выполняются лишь при $T=0$ К. При $T>0$ К наблюдается Ф. э. и при $\lambda > \lambda_0$, но с малым квантовым выходом. Законы нарушаются также при высоких интенсивностях падающего излучения ($I \geq 1$ Вт/см²), когда становятся заметными многофотонные процессы (см. ниже).

Ф. э. может быть представлена как результат трёх последоват. процессов: поглощение фотона и появление электрона с высокой (по сравнению со средней) энергией; движение этого электрона к поверхности, при к-ром часть его энергии может рассеяться за счёт взаимодействия с др. электронами или дефектами и колебаниями кристаллич. решётки (фононами); выход электрона в вакуум или др. среду через потенц. барьер на границе раздела. В металлах Ф. э. в видимой и УФ-областях спектра связана с поглощением фотонов электронами проводимости. В полупроводниках и диэлектриках Ф. э. в этой области спектра определяется осн. возбуждением электронов из валентной зоны. Важной количеств. характеристикой Ф. э. является *квантовый выход* Y — число эмитированных электронов в расчёте на один фотон, падающий на поверхность тела. Величина Y определяется свойствами вещества, состоянием его поверхности и энергией фотонов.

Ф. э. из металлов. Длинноволновая граница Ф. э. из металлов определяется величиной их работы выхода Φ ($\lambda_0 = hc/\Phi$). Для чистых поверхностей большинства металлов $\Phi > 3$ эВ и лишь для щелочных и нек-рых щелочноземельных металлов $\Phi = 2-3$ эВ. Поэтому Ф. э. из последних может наблюдаться в видимой и УФ-областях спектра, в то время как для всех остальных металлов Ф. э. наблюдается только в УФ-области. Нанесение монокристаллич. плёнок щелочных и щелочноземельных металлов на др. металлы снижает работу выхода и тем самым сдвигает границу Ф. э. в длинноволновую область.

Квантовый выход Ф. э. из металлов в видимой и ближней УФ-областях $Y \leq 10^{-3}$ электрон/фотон. Это связано прежде всего с малой глубиной выхода фотоэлектронов, к-рая значительно меньше глубины поглощения света в металле. Большинство фотоэлектронов рассеивает свою энергию до подхода к поверхности и теряет возможность выйти в вакуум. При энергии фотонов вблизи порога фотоэффекта большинство фотоэлектронов возбуждается ниже уровня вакуума и не даёт вклада в фотоэмиссионный ток. Кроме того, коэф. отражения в видимой и ближней УФ-областях велик и лишь малая часть излучения поглощается в металле. Эти ограничения частично снимаются в дальней УФ-области спектра, где Y достигает величины 10^{-2} электрон/фотон при $h\nu \geq 10$ эВ (рис. 1). Случайные загрязнения могут снизить Φ и сдвинуть порог Ф. э. в сторону более длинных волн. При этом Y в дальней УФ-области спектра может возрасти.

При энергии фотонов вблизи порога $h\nu \leq 1,5 h\nu_0$ спектральная характеристика и температурная зависимость



Рис. 1. Спектральная зависимость квантового выхода фотоэмиссии для чистой поверхности Cs.

Ф. э. из металлов хорошо описываются феноменологич. теорией Фаулера, согласно к-рой

$$Y \propto A_0 T^2 \exp \frac{h\nu - h\nu_0}{kT}, \quad \nu < \nu_0, \quad (1)$$

$$Y \propto A_0 \left[\frac{(h\nu - h\nu_0)^2}{k^2} + \frac{\pi^2}{3} T^2 \right], \quad \nu > \nu_0,$$

где $A_0 = 4\pi e m k^2 / h^3$ — постоянная Ричардсона. Пороговая энергия Ф. э. строго определена только при $T=0$ К. При $T>0$ К Ф. э. наблюдается и при энергии фотонов $h\nu < h\nu_0$.

Внеш. электр. поле уменьшает работу выхода и вследствие этого сдвигает порог Ф. э. на величину $\Delta(h\nu_0) = e\sqrt{eE}$ (E — напряжённость поля у поверхности металла, e — заряд электрона; см. Шоттки эффект).

В полупроводниках и диэлектриках порог Ф. э. $h\nu_0 = \epsilon_g + \chi$, где ϵ_g — ширина запрещённой зоны, χ — электронное сродство, равное высоте потенц. барьера на границе для электронов проводимости. Величина $h\nu_0$, иногда называемая для полупроводников фотоэлектрич. работой выхода, как правило, превосходит Φ . При $h\nu < h\nu_0$ может наблюдаться Ф. э. с очень малым квантовым выходом, связанная с возбуждением электронов с уровней примесей, дефектов и поверхностных состояний, расположенных в запрещённой зоне, а также из зоны проводимости (в вырожденных полупроводниках n -типа). Для большинства чистых полупроводников $h\nu_0 > 3,5$ эВ и Ф. э. наблюдается только в УФ-области. Исключения составляют антимониды щелочных металлов (Cs_3Sb и др.), для к-рых Ф. э. наблюдается не только в УФ-, но и в видимой области спектра, а для Na_2KSb (Cs) и в ближней ИК-области до 900 нм (см. Фотокатод). Нанесение на полупроводники монокристаллич. слоёв щелочных и щелочноземельных металлов, а также монослоёв этих металлов и кислорода приводит к уменьшению χ и $h\nu_0$.

Спектральная зависимость квантового выхода Ф. э. из полупроводников вблизи порога, т. е. при возбуждении электронов из валентной зоны, имеет вид

$$Y \propto (h\nu - h\nu_0)^m,$$

где $m = 1-3$ в зависимости от типа оптич. переходов и механизма рассеяния фотоэлектронов.

Для полупроводников величина Y определяется рассеянием энергии фотоэлектронами при их движении к границе раздела. В случае слаболегированных полупроводников электронов проводимости мало и осн. механизмом рассеяния энергии фотоэлектронов является взаимодействие их с электронами валентной зоны (ударная ионизация) и с фононами. Скорость рассеяния энергии фотоэлектронами и глубина, из к-рой они могут выйти в вакуум (глубина выхода), зависят от величины χ и от соотношения χ и ϵ_g . Если $\chi > \epsilon_g$, то кинетич. энергия фотоэлектронов в полупроводнике превышает ϵ_g и фотоэлектроны могут рассеять свою энергию на ударную ионизацию (генерацию электронно-дырочных пар). В таком процессе фотоэлектроны рассеивают сразу значит. часть энергии и могут потерять возможность выйти в вакуум. В результате глубина выхода фотоэлектронов мала, а $Y \leq 10^{-3}$ электрон/фотон (рис. 2).

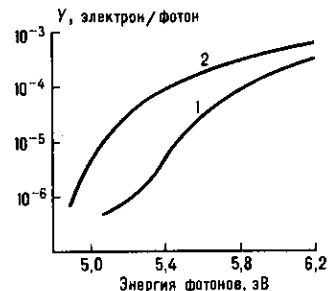


Рис. 2. Спектральная зависимость квантового выхода фотоэмиссии для сильнолегированного кремния n - и p -типов ($\epsilon_g = 1,1$ эВ, $\chi = 4$ эВ); 1 — n -тип, 2 — p -тип.