

ликен и Ч. К. Лоритсен установили линейную зависимость логарифма плотности тока j А. э. от $1/E$ вида $\lg j = A - B/E$ (A и B — константы). В 1928—29 Р. Фаулер и Л. Нордхейм дали теоретич. объяснение А. э. на основе *туннельного эффекта*. Термин «А. э.» отражает отсутствие энергетич. затрат на возбуждение электронов, свойственных др. видам электронной эмиссии (в зарубежной лит-ре чаще употребляется термин «полевая эмиссия»).

При А. э. электроны преодолевают потенц. барьер на границе эмиттера, не проходя над ним за счёт кинетич. энергии теплового движения, как при *термоэлектронной эмиссии*, а путём туннельного просачивания сквозь барьер, сниженный и суженный электрич. полем. Электронная волна (см. *Волны де Бройля*), встречая на пути потенц. барьер, частично отражается и частично проходит сквозь него (рис. 1). По мере увеличения внешнего ускоряющего поля понижается высота потенц. барьера над уровнем Ферми \mathcal{E}_F . Одновременно уменьшается ширина барьера. В результате

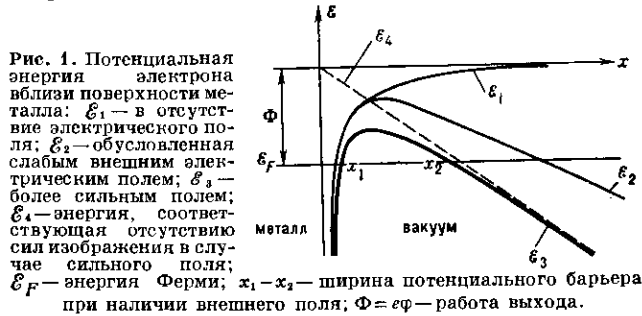


Рис. 1. Потенциальная энергия электрона вблизи поверхности металла: \mathcal{E}_1 — в отсутствие электрического поля; \mathcal{E}_2 — обусловленная слабым внешним электрическим полем; \mathcal{E}_3 — более сильным полем; \mathcal{E}_4 — энергия, соответствующая отсутствию силы изображения в случае сильного поля; \mathcal{E}_F — энергия Ферми; $x_1 - x_2$ — ширина потенциального барьера при наличии внешнего поля; $\Phi = e\phi$ — работа выхода.

увеличивается число электронов, просачивающихся в единицу времени сквозь барьер, соответственно увеличивается т. н. прозрачность барьера D (отношение числа электронов, прошедших сквозь барьер, к полному числу электронов, падающих на барьер) и соотв. плотность тока А. э.

Теоретич. расчёт плотности тока j А. э. приводит к ф-ле

$$j = e \int_0^{\infty} n(\mathcal{E}) D(\mathcal{E}, E) d\mathcal{E}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона; n — концентрация электронов проводимости в проводнике с энергией \mathcal{E} , связанной с компонентой импульса, нормальной к поверхности эмиттера. Из (1) следует зависимость j от концентрации электронов в проводнике и их энергетич. распределения $n(\mathcal{E})$, а также от высоты и формы барьера, к-рые определяют его прозрачность D .

А. э. из металлов в вакуум изучена наиб. полно. В этом случае j следует т. н. закону Фаулера — Нордхейма:

$$j = C_1 E^2 \exp(-C_2/E), \quad (2)$$

где

$$C_1 = e^3/8\pi h t^2(y) \varphi, \quad C_2 = \frac{8\pi V \sqrt{2m}}{3he} \varphi^{3/2} \Phi(y).$$

Здесь m — масса электрона, φ — потенциал работы выхода $\bar{\Phi} = e\phi$ металла, t и Φ — табулированные ф-ции аргумента $y = e \sqrt{eE}/\varphi$, $t \approx 1$, $\Phi(y) \approx 1 - y^2$. Подставив значения констант и положив $t^2(y) = 1,1$, а $\Phi(y) \approx 0,95 - 1,03y^2$, получим из (2) приближённую ф-лу

$$j \approx 1,4 \cdot 10^{-6} \frac{E^2}{\varphi} \cdot 10^{10} (4,39\varphi^{-1/2} - 2,82 \cdot 10^7 \varphi^{3/2}/E) \quad (3)$$

(j , E и $\bar{\Phi}$ в А/см², В/см и эВ, см. табл.). Ф-ла (2) получена в след. предположениях: свободные электроны в металле подчиняются статистике Ферми — Дирака; вне металла на электрон действуют только силы зеркальной изображения. Прозрачность

Значения $\lg j$ для некоторых E и φ , рассчитанные по формуле (2)

$\varphi = 2,0$		$\varphi = 4,5$		$\varphi = 6,3$	
$E \cdot 10^{-7}$	$\lg j$	$E \cdot 10^{-7}$	$\lg j$	$E \cdot 10^{-7}$	$\lg j$
1,0	2,98	2,0	-3,33	2,0	-12,90
1,2	4,45	3,0	1,57	4,0	-0,88
1,4	5,49	4,0	4,06	6,0	3,25
1,6	6,27	5,0	5,59	8,0	5,34
1,8	6,89	6,0	6,62	10,0	6,66
2,0	7,40	7,0	7,36	12,0	7,52
2,2	7,82	8,0	7,94	14,0	8,16
2,4	8,16	9,0	8,39	16,0	8,65
2,6	8,45	10,0	8,76	18,0	9,04
		12,0	9,32	20,0	9,36

барьера $D(\mathcal{E}, E)$ рассчитывалась в *квазиклассическом приближении*.

Несмотря на упрощения, ф-ла Фаулера — Нордхейма хорошо согласуется с экспериментом. Характерными свойствами А. э. из металлов являются высокие предельные плотности тока j (вплоть до 10^{10} А/см²) и экспоненц. зависимость j от φ и E . При $j = 10^6 - 10^7$ А/см² наблюдается нек-рое уменьшение j по сравнению с (2). Это связано с влиянием объёмного заряда или с деталями формы потенц. барьера. Рост тока j с повышением напряжения V заканчивается при $j = 10^8 - 10^{10}$ А/см² вакуумным пробоем и гибелью эмиттера. Этому предшествует более интенсивная, но кратковременная *взрывная электронная эмиссия*.

А. э. слабо зависит от темп-ры T . Малые отклонения j от (2) с ростом T прямо пропорц. T^2 :

$$\frac{j(T) - j(0)}{j(0)} \approx 1,4 \cdot 10^8 \varphi T^2 / E^2. \quad (4)$$

Ф-ла (4) верна с точностью $\sim 1\%$ для приращений тока $\sim 18\%$. Для отношения $j(T)/j(0) \leq 10$ справедлива т. н. ф-ла Мёрфи и Гуда

$$j(T)/j(0) = \omega / \sin(\pi\omega); \quad (5)$$

$$\omega = \frac{4\pi V \sqrt{2m} h V \varphi^{-1/2} t(y) T}{he E}.$$

Для больших изменений $j(T)$ существуют более громоздкие ф-лы и графики, полученные численными расчётами. При повышении T и снижении E А. э.

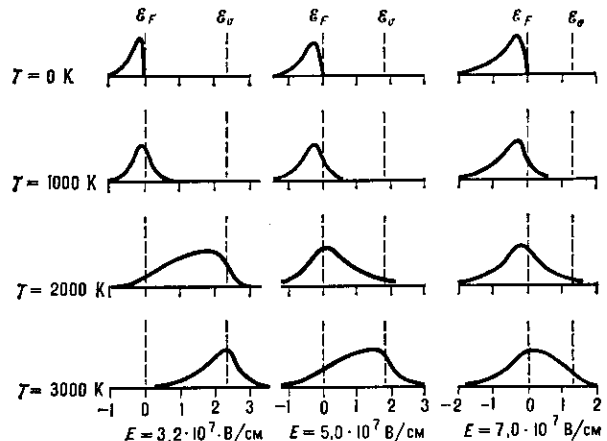


Рис. 2. Энергетический спектр автоэлектронов при разных температурах T и внешних полях E для $\varphi = 4,5$ эВ; \mathcal{E}_v — уровень покоящегося электрона в вакууме.

(термоавтоэлектронная эмиссия) переходит в *термоэлектронную эмиссию*, усиленную полем (*Шоттки эффект*).

Энергетич. спектр автоэлектронов из металла узок