

# Особенности механизма аннигиляции позитронов в металлах

© В.И. Графутин, Е.П. Прокопьев, Г.Г. Мясичева, Ю.В. Фунтиков

Институт теоретической и экспериментальной физики,  
117259 Москва, Россия

E-mail: grafutin@vitep5.itep.ru

(Поступила в Редакцию 11 июня 1998 г.)

В поликристаллических образцах магния, алюминия, меди, цинка, индия, олова, свинца и висмута методом углового распределения аннигиляционных фотонов изучен процесс аннигиляции позитронов в объеме металлов. Показано, что в аннигиляции позитронов принимают участие как остовные электроны, так и электроны проводимости. Определены концентрации электронов проводимости и энергии Ферми. Установлено, что концентрация электронов в окрестности позитрона значительно выше концентрации свободного электронного газа. Высказано предположение, что это связано с образованием комплексов типа Уилера и оценен его заряд. Проанализированы различные способы измерения концентраций электронов проводимости и сделан вывод, что позитронный метод дает наиболее достоверную информацию.

Позитронная аннигиляция интенсивно исследуется в металлах (см., например, [1–4]). Это связано с тем обстоятельством, что метод аннигиляции позволяет определять такие важные свойства металлов, как распределение электронов по импульсам, энергию уровня Ферми  $\varepsilon_F$  (eV), удельное число свободных электронов  $Z_c$ , приходящихся на один атом металла, и их концентрацию  $n_p$  (см<sup>-3</sup>) в зоне проводимости. Эти параметры, как известно [5–8], во многом определяют механические, электрические и магнитные свойства металлов.

В кристаллической решетке металла не все валентные электроны связаны со своими атомами. Некоторая их часть ( $Z_c \geq 1$  на атом) подвижна в объеме металла и образует электронный газ, в который как бы погружен каркас из положительных ионов. Электронный газ в свою очередь компенсирует силы электростатического отталкивания между ионами и связывает их в твердое тело (металлическая связь). Числа электронов  $Z_c$  и  $n_p$  для идеальных и реальных (например, поликристаллических образцов) металлов несомненно различаются. Поэтому в данной работе были предприняты экспериментальные исследования позитронной аннигиляции (углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ)) в ряде поликристаллических образцов металлов для выяснения особенностей механизма аннигиляции и определения параметров  $\varepsilon_F$ ,  $Z_c$  и  $n_p$ , а также их зависимостей от природы металлов.

## 1. Методика, теория и результаты экспериментов

Измерения УРАФ проводились на установке, реализующей параллельно-щелевую геометрию регистрации аннигиляционных фотонов. Установка прошла модернизацию, включающую автоматизацию эксперимента и регистрацию загрузок обоих детекторов одновременно с регистрацией совпадений [9], что позволяет вводить поправки в кривые УРАФ, обусловленные поглощением фотонов в исследуемом образце. Источником позитронов служил радиоактивный изотоп Na<sup>22</sup> активно-

стью 100 mCi. Число совпадений в максимуме составляло  $\sim 20\,000$ . Исследуемые образцы размерами  $\sim 10 \times 20 \times 10$  mm<sup>3</sup> были вырезаны из целых кусков металла и не подвергались никакой специальной обработке. Для исследований были выбраны Mg, Al, Cu, Zn, In, Sn, Pb и Bi. Два металла из этой серии образцов (Al и Cu) уже изучались ранее [10], но это были образцы с другой предысторией.

Известно, что для экспериментальной установки с параллельно-щелевой геометрией регистрации аннигиляционных фотонов импульсная плотность электронов  $n_e$  связана с УРАФ исследуемого металла  $f(\theta)$  выражением [10]

$$f(\theta) \cong A_0 \int_{p_z - \frac{1}{2}\Delta p_z}^{p_z + \frac{1}{2}\Delta p_z} dp_z \int_{-\Delta p_y}^{+\Delta p_y} dp_y \int_{-\infty}^{+\infty} n_e(p_x, p_y, p_z) dp_x, \quad (1)$$

где  $A_0$  — нормировочная константа;  $\Delta p_y$ ,  $\Delta p_z$  — разрешения установки по проекциям импульса  $p_y$  и  $p_z$ , удовлетворяющие условиям

$$\Delta p_y \gg 2p_{\max}; \quad \Delta p_z \ll p_{\max}.$$

Здесь  $p_{\max}$  — максимальная величина импульса электрона в металле;  $\theta$  — отклонение угла разлета аннигиляционных фотонов от 180°

$$p_z = \theta m c,$$

где  $m$  — эффективная масса электрона в металле,  $c$  — скорость света. Поэтому при исследовании изотропных веществ (например, поликристаллических образцов) импульсную плотность электронов ( $z$ -компоненту) можно определить, исходя из данных УРАФ

$$n_e(p_z) \sim \frac{1}{\theta} \frac{df(\theta)}{d\theta}. \quad (2)$$

В металлах [5–8] валентные электроны обычно разделяют на две группы: электроны проводимости (свободные

электроны) и электроны, находящиеся на ионных остовах атомов (связанные электроны). Электроны проводимости имеют импульсное распределение

$$n_e(p) = \left[ \exp \left( \frac{p^2/2m - \varepsilon_F}{\kappa_B T} \right) + 1 \right]^{-1}, \quad (3)$$

где  $\varepsilon_F$  — энергия Ферми,  $\kappa_B$  — постоянная Больцмана;  $T$  — абсолютная температура. Для низких температур это распределение близко к прямоугольному. Отсюда следует, что в кривых УРАФ поликристаллических металлов должна наблюдаться параболическая компонента

$$f_p(\theta) = \begin{cases} (3I_p/4\theta_p^3)(\theta_p^2 - \theta^2), & |\theta| \leq \theta_p, \\ 0, & |\theta| > \theta_p. \end{cases} \quad (4)$$

Действительно, эта компонента хорошо проявляется для всех металлов даже при комнатной температуре. На рисунке приведены спектры УРАФ ряда поликристаллических металлов, полученные в наших экспериментах. Оставшаяся после вычитания параболы зависимость  $f_g(\theta)$  достаточно хорошо описывается гауссовой кривой

$$f_g(\theta) = \left( I_g / \sqrt{2\pi} \theta_g \right) \exp(-\theta^2/2\theta_g^2). \quad (5)$$

Здесь  $I_p$ ,  $I_g$  — интенсивности параболической и гауссовой компоненты соответственно, численно равные относительной площади данной компоненты в спектре УРАФ,  $\theta_g$  — дисперсия гауссовой кривой,  $\theta_p$  — угол пересечения параболы оси абсцисс ( $\theta$ ) (см. рисунок).

Таким образом, угловые распределения аннигиляционных фотонов исследованных образцов металлов достаточно хорошо описываются суммой параболической и гауссовой кривых

$$f(\theta) = f_p(\theta) + f_g(\theta). \quad (6)$$

При этом в силу нормировки УРАФ бездефектного металла

$$\int_{-\pi/2}^{\pi/2} f(\theta) d\theta = 1, \quad (7)$$

выполняется соотношение

$$I_p + I_g = 1, \quad (8)$$

связывающее относительные вклады параболической и гауссовой компонент.

Далее, используя параметр  $\theta_p$  (угол отсечки параболы оси абсцисс  $\theta$ , рис. 1), определяемый из эксперимента, можно оценить импульс Ферми  $p_F$  и энергию Ферми  $\varepsilon_F$  исследуемого металла

$$p_F = \theta_p m c, \quad (9)$$

$$\varepsilon_F = \theta_p^2 (m c^2 / 2). \quad (10)$$

В приближении модели свободного электронного газа [5] параметр  $\theta_p$  определяет также удельное число свободных

электронов  $Z_c$  (число электронов проводимости), приходящихся на один атом металла и их концентрацию  $n_p(\theta)$

$$Z_c = (8\pi/3)(m c^2 / h)^3 (A / \rho N_A) \theta_p^3, \quad (11)$$

$$n_p(\theta) = Z_c n_A = (8\pi/3)(m c^2 / h)^3 \theta_p^3, \quad (12)$$

а также энергию остовных электронов (т.е. тех электронов, для которых угловое распределение аннигиляционных фотонов в спектрах УРАФ имеет гауссово распределение)

$$\varepsilon_g = (3/2)(m c^2 / 2) \theta_g^2. \quad (13)$$

Здесь  $N_A$  — число Авогадро,  $h$  — постоянная Планка,  $A$  — атомный вес металла,  $\rho$  — его плотность.

Принято сопоставлять экспериментально получаемые значения  $Z_c$ ,  $\varepsilon_F$ ,  $n_p$  с аналогичными параметрами идеального металла. Будем считать, согласно Киттелю [5], идеальным металлом такой металл, в котором все валентные электроны переходят в зону проводимости. В этом случае [5–8] удельное число электронов проводимости  $Z_c$  определяется номером группы Периодической системы элементов Менделеева, а энергия Ферми  $\varepsilon_F$  и концентрация электронов проводимости  $n_p$ , в рамках модели свободного электронного газа, являются его константами

$$\varepsilon_F = (h^2 / 8m)(3 / \pi n_A Z_c)^{2/3}, \quad (14)$$

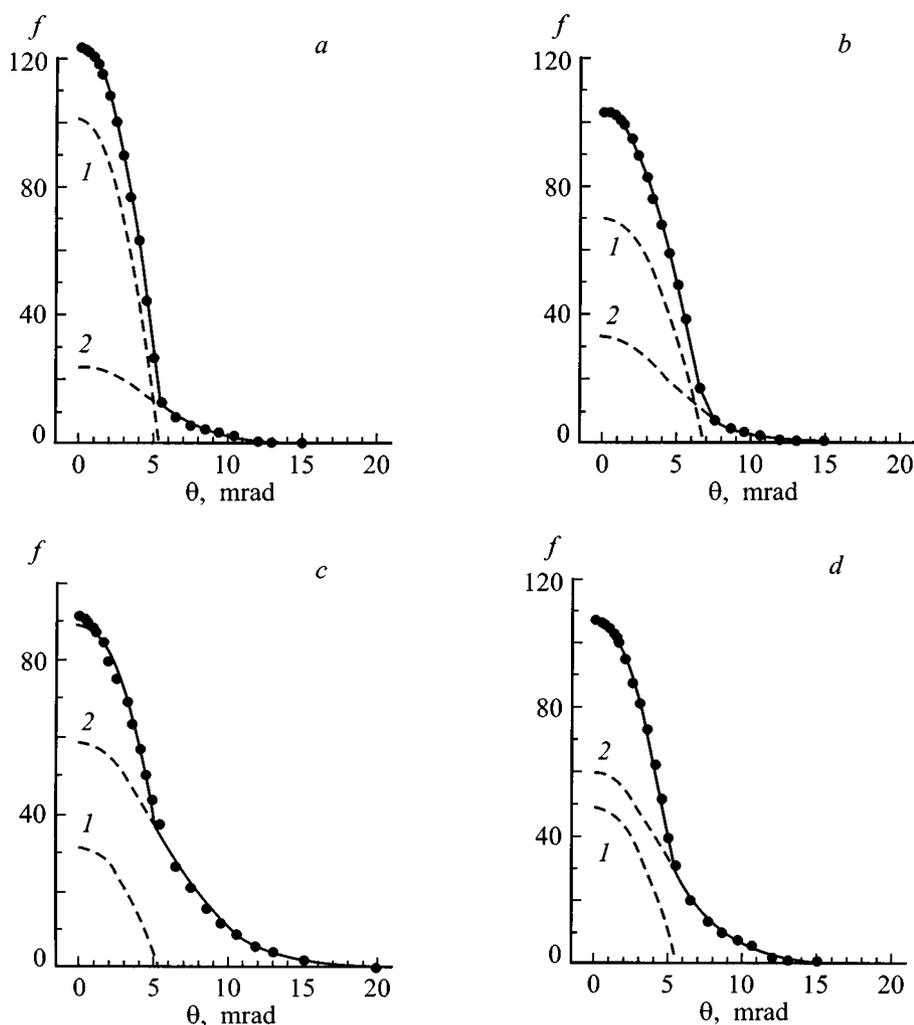
$$n_p = Z_c n_A = (N_A \rho / A) Z_c, \quad (15)$$

где  $n_A$  — концентрация атомов в единице объема металла.

## 2. Особенности спектров УРАФ исследованных металлов

На рисунке показаны измеренные кривые УРАФ в магнии, алюминии, меди и индии и их разложение на параболическую и гауссову компоненты (штриховые линии). Сплошная линия является суммой этих компонент и хорошо описывает эксперимент. В таблице приведены параметры разложения УРАФ исследованных металлов, а также данные из работы [10] для алюминия и меди. Обращает на себя внимание, что значения  $\theta_p$ ,  $I_p$ ,  $\theta_g$  и  $I_g$ , полученные в настоящей работе и взятые из [10], существенно различаются как для алюминия, так и для меди. В связи с тем, что в работах использовались разные образцы металла, такие различия можно объяснить разной дефектностью образцов.

В таблице величины  $I_g$  не приведены, так как  $I_g = 1 - I_p$ . Как видно из таблицы, значения интенсивностей гауссовой компоненты  $I_g$  и параболической  $I_p$  сопоставимы, т.е. позитроны с достаточно высокой вероятностью взаимодействуют как с валентными электронами ионных остовов, так и с электронами зоны проводимости. Высокое значение вероятности  $I_p$ , по-видимому,



Угловые распределения аннигиляционных фотонов в образцах магния (а), алюминия (b), меди (с) и индия (d). Штриховые линии соответствуют их разложению на параболическую (1) и гауссову (2) компоненты. Сплошная линия — сумма этих компонент, точки — экспериментальные значения.

Расчетные и экспериментальные параметры исследованных металлов

Металл	Z <sub>c</sub>	n <sub>A</sub> , 10 <sup>22</sup> см <sup>-3</sup>	λ <sub>exp</sub> , нс <sup>-1</sup> [1-3]	θ <sub>p</sub> <sup>exp</sup> , mrad	θ <sub>g</sub> <sup>exp</sup> , mrad	θ <sub>g</sub> <sup>calc</sup> , mrad	I <sub>p</sub>	n <sub>p</sub> (τ), 10 <sup>22</sup> см <sup>-3</sup>	n <sub>p</sub> (θ), 10 <sup>22</sup> см <sup>-3</sup>	n <sub>p</sub> , 10 <sup>22</sup> см <sup>-3</sup>	φ	f	ε <sub>F</sub> <sup>exp</sup> , eV	ε <sub>g</sub> <sup>exp</sup> , eV	ε <sub>F</sub> <sup>calc</sup> , eV
Mg	2	4.3	4.44	5.41	4.63	3.5	0.72	43.1	9.4	8.6	2.15	4.6	7.5	8.2	7.1
Al	3	6.0	6.13	6.83	4.46	4.3	0.69	57.2	18.8	18.1	2.85	3.1	11.6	7.6	11.6
Cu	1	8.4	8.80	5.5	4.84	2.8	0.38	45.9	10.3	8.45	2.3	4.5	8.0	8.9	7.0
				5.57	6.3 [10]										15.6
Zn	2	6.5	6.76	5.85	4.85	3.5	0.45	41.1	11.9	13.1	2.05	3.5	8.7	9.0	9.4
In	3	3.8	5.08	5.77	4.43	4.0	0.56	38.5	11.4	11.5	1.93	3.4	8.5	7.5	8.6
Sn	4	3.6	4.98	6.15	5.02	4.7	0.64	43.4	13.8	14.5	2.17	3.2	9.6	9.6	10.0
Pb	4	3.3	5.15	5.62	4.63	3.8	0.41	28.6	10.5	13.2	1.4	2.7	8.0	8.2	9.4
Bi	5	2.8	4.27	6.01	4.72	4.3	0.55	31.5	12.9	14.1	1.5	2.5	9.2	8.4	9.9

Примечание. Ошибки определения (θ<sub>p</sub>, θ<sub>g</sub>) и (I<sub>p</sub>, I<sub>g</sub>) не превышают соответственно 0.5 и 5%.

обусловлено тем обстоятельством, что позитрон в металле окружен своеобразной "шубой" электронов за счет кулоновского притяжения позитроном электронов проводимости, приводящей к его экранировке. Согласно Ферранте [11], в металлах даже не исключено образование трехчастичной лептонной системы Уилера [12] состава  $e^-e^+e^-$  (ион позитрония).

В общем случае будем считать, что в металле образуется отрицательно заряженный комплекс типа Уилера  $Ps^{-n}$ , эффективный заряд  $\eta(-e)$  которого зависит от природы металла. Такого рода комплекс может достаточно сильно взаимодействовать с валентными электронами ионных остовов с образованием релаксирующих метастабильных квазиатомных систем  $Ps^{-n}+$  (валентные электроны в области ионного остова + ионный остов) по аналогии с образованием квазиатомных систем позитрон + анион в ионных кристаллах, что и обуславливает высокие значения  $I_g$  (см. таблицу). Электронные волновые функции комплекса  $Ps^{-n}$  трансформируются в области ионных остовов в электронные атомные волновые функции внешних валентных электронов, а позитронная волновая функция слабо связанного позитрона с учетом исключения нахождения позитрона на ядре иона металла может быть выбрана в виде [13]

$$\Psi_+(r) = Ar \exp(\alpha r) \sim Ar, \quad \text{при } \alpha \rightarrow 0, \quad 0 < r \leq r_c. \quad (16)$$

Константа  $A$ , согласно [13], значительно меньше единицы;  $r_c$  — радиус ионного остова металла. В точке  $r = r_c$  волновая функция типа (16) должна удовлетворять условию сшивки  $\Psi_+(r) = \Psi_+ = \text{const}$ , где  $\Psi_+$  — волновая функция термализованного позитрона в объеме металла при  $k_+ \rightarrow 0$  [14], где  $k_+$  — волновой вектор позитрона.

В приближении слейтеровских орбиталей электронных волновых функций [15] и позитронной волновой функции типа (16) полуширина  $\Gamma_g$  на полувысоте кривых УРАФ (см. рисунок) может быть вычислена по формуле [13]

$$\Gamma_g = C_{n(s,p,d)} \beta_{n(s,p,d)} / 2, \quad (17)$$

а ширина  $\theta_g$ , соответствующая дисперсии гауссовой кривой, —

$$\theta_g = \Gamma_g / \sqrt{2 \ln 2} = \Gamma_g 0.85,$$

где  $C_{n(s,p,d)}$  — переводной множитель, равный:  $C_{2(s,p)} = 3.52$ ;  $C_{3(s,p)} = 2.86$ ;  $C_{4(s,p)} = 2.52$ ;  $C_{5(s,p)} = 2.48$ ;  $C_{6(s,p)} \sim 2$ ;  $\beta_{n(s,p,d)}$  — слейтеровские параметры электронных  $n(s, p, d)$  — орбиталей атомов. Приведем пример расчета величин  $\theta_g$  для магния ( $^{12}\text{Mg}$ :  $(1s^2)(2s^2, 2p^2)(3s^2)$ ). Согласно [15],  $\beta_{1s} = 11.7$ ;  $\beta_{2(s,p)} = 7.85$ ;  $\beta_{3s} = 2.85$ . Расчет по формуле (14) дает:  $\theta_g(2(s, p)) = 11.7 \text{ mrad}$ ;  $\theta_g(3s) = 3.47 \text{ mrad}$ . Сопоставление этих значений  $\theta_g(2(s, p))$  и  $\theta_g(3s)$  с экспериментальным значением  $\theta_g = 4.63 \text{ mrad}$  (см. таблицу) указывает на то, что аннигиляция позитрона в области ионного остова происходит в основном на внешних валентных  $3s$ -электронах атома, а не на

внутренних  $2(s, p)$ -электронах (так как  $\theta_g(3s) \sim \theta_g$ , а  $\theta_g(2(s, p))$  гораздо больше экспериментального значения  $\theta_g$ ). Оценки показали, что это свойственно всем исследованным нами металлам: позитроны в области ионного остова в основном аннигилируют на внешних валентных электронах атомов, что подтверждается теоретическими расчетами [14]. В таблице приведены рассчитанные значения  $\theta_g(n(s, p))$  и экспериментальные величины  $\theta_g$  для исследованного ряда металлов. Совпадение рассчитанных и экспериментальных величин  $\theta_g$ , несмотря на грубость модели (свободный квазиатом), вполне удовлетворительное, что указывает на разумный характер выбранного механизма аннигиляции в металлах.

### 3. Определение концентрации электронов ( $n_p$ ) в зоне проводимости металла

Как упоминалось, концентрация электронов проводимости  $n_p$  ( $\text{cm}^{-3}$ ) является важнейшей характеристикой металлического состояния. Для определения величин  $n_p$  используются разнообразные методы [16]: электрические, оптические, гальваномагнитные (например, эффект Холла), измерения электронной части теплоемкости металла и поверхностного импеданса на радиочастотах. Отметим, что всеми этими методами измеряют концентрацию электронов проводимости, имеющих энергии, близкие к энергии Ферми [6,7], причем температурные зависимости  $n_p$  позволяют определять в свою очередь величины  $p_F$ ,  $\varepsilon_F$  и концентрацию электронов свободного электронного газа ( $n_p = N/V$ , где  $N$  — общее число электронов,  $V$  — объем). Например, удельная электропроводность металла  $\sigma$  связана с  $n_p$  хорошо известным соотношением

$$\sigma = n_p e l / p_F = n_p e \tau / m; \quad \tau = 1 / \nu_F; \quad m = p_F / \nu_F, \quad (18)$$

где  $l$  и  $\tau$  — длина свободного пробега и время между двумя столкновениями электрона в металле. Таким образом, для определения  $n_p$  необходимо для исследуемого образца определить величины  $\sigma$  и  $l$  или  $\tau$ , что иногда вызывает некоторые трудности. Метод аннигиляции позитронов является прямым методом определения величин  $n_p$  в металлах. Исходя из формулы (12) и считая, что все позитроны аннигилируют в свободных соударениях, можно записать выражение для определения величин  $n_p(\theta)$  из данных спектров УРАФ (см. таблицу, рисунок)

$$n_p(\theta) = 5.942 \cdot 10^{20} \theta_p^3, \quad \text{cm}^{-3}. \quad (19)$$

Сведения о концентрации электронов в зоне проводимости можно также получить по измерениям скорости аннигиляции позитронов в металлах. Действительно, в этом случае позитроний не образуется и скорость аннигиляции позитронов будет определяться концентрацией

электронов, с которыми они испытывают соударения

$$\lambda_d = \sigma_d v n_e. \quad (20)$$

Здесь  $\sigma_d = \pi r_0^2 / \beta = \pi r_0^2 / v c$  — дираковское сечение  $2\gamma$ -аннигиляции,  $v$  — скорость позитрона,  $r_0$  — классический радиус электрона.

Понимая под  $n_e$  сумму концентраций электронов проводимости  $n_p$  и остовных электронов  $n_g$ , выражение (20) можно записать в виде

$$\lambda_d = (\lambda_p + \lambda_g), \quad (21)$$

где  $\lambda_p$  и  $\lambda_g$  — соответственно скорости аннигиляции позитронов на электронах проводимости и остовных электронах. Тогда вероятности аннигиляции по каждому из перечисленных каналов будут равны

$$I_p = \lambda_p / (\lambda_p + \lambda_g), \quad (22)$$

$$I_g = \lambda_g / (\lambda_p + \lambda_g). \quad (23)$$

Из выражений (20), (22) и (23) можно найти связь между измеряемой скоростью аннигиляции позитронов в металле  $\lambda_m = \lambda_d$ , концентрацией электронов (проводимости  $n_p$  и остовных  $n_g$ ) и соответствующей вероятностью аннигиляции ( $I_p$  и  $I_g$ ), определяемой в угловых экспериментах

$$n_p(\tau) = \lambda_m I_p \pi r_0^2 c = 1.354 \lambda_m I_p \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}, \quad (24)$$

$$n_g(\tau) = \lambda_m I_g \pi r_0^2 c = 1.354 \lambda_m I_g \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}, \quad (25)$$

где  $\lambda_m = 1/\tau_m$  — суммарная скорость аннигиляции позитронов,  $\tau_m$  — измеряемые времена жизни,  $I_p$  и  $I_g$  — относительные площади параболы и гауссианы в спектрах УРАФ (см. рисунок). Отметим, что в формулах (19), (24) и (25)  $\theta_p$  и  $\theta_g$  имеют размерность  $\text{mrad}$ , а  $\lambda_m$  —  $\text{ns}^{-1}$ . Таким образом, приведенные выражения (20), (24) позволяют также, как и выражение (12), оценить концентрацию электронов проводимости  $n_p$ , но уже с использованием результатов измерения скорости аннигиляции позитронов.

В таблице приведены концентрации электронов проводимости, определенные по данным УРАФ  $n_p(\theta)$  (12), измерениям скорости аннигиляции позитронов  $n_p(\tau)$  (24) и значениям  $n_p$  для идеальных металлов (15). Сравнение этих концентраций указывает на близость значений  $n_p(\theta)$  и  $n_p$  и значительное отличие упомянутых параметров от значений  $n_p(\tau)$ . В связи с этим в таблице приведено значение фактора

$$f = n_p(\tau) / n_p(\theta) = Z_c(\tau) / Z_c(\theta_p), \quad (26)$$

характеризующего, по нашему мнению, увеличение электронной плотности в области нахождения позитрона по сравнению с электронной плотностью свободного электронного газа [4]. Как видно из таблицы, значения этого параметра для исследованных металлов лежат в интервале от 2.5 до 4.5. Таким образом взаимодействие

позитронов с электронным газом приводит к локальному повышению концентрации электронов и, как следствие, увеличению скорости аннигиляции позитронов. В то же время увеличение электронной плотности, по-видимому, не сказывается заметным образом на значениях импульсов и энергии электронов (а, следовательно, и величин  $\theta_p$ ), входящих в состав комплекса  $Ps^{-\eta}$ , так как спектр УРАФ, описывающий аннигиляцию из этого комплекса, хорошо аппроксимируется параболой, а экспериментально определенное значение энергии Ферми вполне удовлетворительно согласуется с ее теоретическим значением. Следовательно, можно полагать, что значения концентрации электронов, определяемые по формуле (19) с использованием только данных УРАФ, будут наиболее достоверно отражать значения концентрации  $n_p$  свободного электронного газа. Это действительно имеет место (см. таблицу).

Величину эффективного заряда  $\eta$  комплекса Уилера  $Ps^{-\eta}$  можно оценить, сравнивая концентрацию  $n_p(\tau)$  электронов в области нахождения позитрона с концентрацией  $n(Ps)$  в свободном атоме позитрония

$$n(Ps) = 3/4\pi r_{Ps}^3 = 2 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}, \quad (27)$$

где  $r_{Ps} = 1.06 \cdot 10^{-8} \text{ cm}$  — радиус борновской орбиты позитрония.

Отношение этих величин  $\varphi = n_p(\tau) / n(Ps)$  приведено в таблице. Значение параметра  $\varphi$ , усредненное по всем исследованным металлам, оказалось равным 2.04. Очевидно, что значение эффективного заряда  $\eta$  связано с параметром  $\varphi$  формальным соотношением

$$\eta = \varphi - 1,$$

т. е.  $\eta = 1$ , как и должно быть в комплексе Уилера.

Таким образом, механизм аннигиляции позитрона в металлах через образование комплексов Уилера, по-видимому, находит экспериментальное подтверждение.

В заключение отметим, что метод углового распределения аннигиляционных фотонов позволяет определять параметры электронного газа в металлах ( $n_p$ ,  $\epsilon_F$ ,  $Z_c$ ), достаточно хорошо согласующиеся с аналогичными параметрами, получаемыми из теории свободного Ферми-газа. В то же время комбинация методов углового и временного распределения аннигиляционных фотонов позволяет получать информацию об увеличении электронной плотности в месте нахождения позитрона.

Следует подчеркнуть, что использование различных методов позитронной спектроскопии несомненно является весьма перспективным для изучения электронных свойств металлов.

## Список литературы

- [1] A. Seeger, F. Banhart, W. Bauer. Positron Annihilation. Gent (1988) / Ed. by L. Dorikens-Vanpraet, M. Dorikens, D. Segers. World Scientific, Singapore (1989). P. 275.
- [2] A. Baranowski, E. Debovska. Acta physica polonica **A88**, 1, 13 (1985).

- [3] M.J. Puska, R.M. Nieminen. *Rev. Mod. Phys.* **66**, 3, 841 (1994).
- [4] W. Brandt, J. Reinheimer. *Phys. Rev.* **B8**, 4, 3104 (1970).
- [5] Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. Наука, М. (1978). 792 с.
- [6] А.А. Абрикосов. Введение в теорию нормальных металлов. Наука, М. (1972). 287 с.
- [7] И.М. Лифшиц, М.Я. Азбель, М.И. Каганов. Электронная теория металлов. Наука, М. (1971). 325 с.
- [8] Дж. Слэйтер. Диэлектрики, полупроводники, металлы. Наука, М. (1968). 1263 с.
- [9] В.И. Графутин, В.П. Комлев, Ю.А. Новиков, А.В. Раков, М.К. Филимонов, Ю.В. Фунтиков, В.П. Шантарович. *Изв. РАН. Сер. физ.* **58**, 4, 79 (1994).
- [10] Ю.А. Новиков, А.В. Раков, В.П. Шантарович. *ФТТ* **36**, 6, 1710 (1994).
- [11] G. Ferrante. *Phys. Rev.* **170**, 1, 16 (1968).
- [12] J. Wheeler. *Ann. N.Y. Acad. Sci.* **48**, 1, 219 (1946).
- [13] Е.П. Прокопьев. Введение в теорию позитронных процессов в полупроводниках и ионных кристаллах. Деп. в ЦНИИ "Электроника". Р-2837. М. (1979). 364 с.
- [14] С. ДеБенедетти, К. Коуэн, В. Конеккер, Г. Примаков. В сб.: Аннигиляция позитронов в твердых телах. ИЛ, М. (1960). С. 39.
- [15] С.Э. Фриш. Оптические спектры атомов ГИФМЛ, М.–Л. (1963). 532с.
- [16] Физический энциклопедический словарь. Сов. энциклопедия, М. (1963). Т. 3. С. 194.