

539.124.6

## АННИГИЛЯЦИЯ ПОЗИТРОНОВ В МЕТАЛЛАХ

В. Л. Седов

В настоящее время опубликовано значительное число экспериментальных и теоретических работ, посвященных аннигиляции позитронов в твердых телах. Первоначально в большинстве случаев эффекты, связанные с позитрон-электронной аннигиляцией в веществе, изучались «сами по себе». Однако по мере накопления экспериментальных и теоретических результатов в данной области, а также вследствие совершенствования методики исследований оказалось возможным использовать связанные с аннигиляцией эффекты для изучения свойств твердых тел. В качестве примера можно сослаться на работы, в которых позитроны использовались для изучения топологии поверхностей Ферми и магнитных структур ферромагнетиков (гл. III и V).

Обычно в экспериментах по аннигиляции в качестве источников позитронов используются радиоактивные изотопы, испускающие позитроны в результате  $\beta^+$ -распада. Рождающиеся при этом позитроны обладают значительной кинетической энергией, порядка 1 Мэв. После попадания в вещество в результате столкновений с электронами позитроны теряют свою кинетическую энергию и приходят в равновесное состояние с окружающей средой («термализуются»). Существенно, что время термализации ( $\sim 10^{-12}$  сек<sup>-1</sup>) много меньше, чем время жизни позитрона по отношению к аннигиляции ( $10^{-10}$  сек).

Другим существенным обстоятельством является то, что термализованный позитрон, вследствие кулоновского отталкивания ядром, не может проникнуть внутрь ионного остова. Это значит, что позитроны в основном аннигилируют только с валентными электронами.

Таким образом, свойства аннигиляционного излучения связаны различными законами сохранения физических величин только со свойствами валентных электронов и термализованных позитронов.

Перечислим основные эффекты, обсуждение которых будет производиться в данной статье.

1. Время жизни позитрона в металлах. Значение этой величины определяется плотностью валентных электронов и механизмом взаимодействия позитрона с окружающей его электронной средой (гл. II). Из результатов экспериментов по определению времени жизни можно делать выводы об образовании связанных электрон-позитронных состояний (гл. I).

2. Распределение пар  $\gamma$ -квантов, образовавшихся в результате двухквантовой аннигиляции, по импульсам (угловая корреляция аннигиляционных квантов). Этот эффект позволяет получать информацию о распределении валентных электронов в импульсном пространстве и, в частности, изучать топологию поверхностей Ферми (гл. III). С помощью эффекта угловой корреляции можно также получать данные об «эффективных массах» позитронов в металлах (гл. IV).

3. При аннигиляции поляризованных позитронов в ферромагнитных металлах взаимная ориентация векторов намагниченности образца и поляризации позитронов влияет на свойства аннигиляционного излучения (гл. V). Эти эффекты дают сведения о спиновой поляризации различных валентных электронных групп ферромагнитных металлов.

4. При аннигиляции позитронов в конденсированных веществах соотношение случаев аннигиляции с образованием различных чисел  $\gamma$ -квантов может быть иным, чем для изолированной электрон-позитронной пары. Соответствующие результаты, полученные при аннигиляции позитронов в металлах, рассматриваются в гл. VI.

# 1. ВОПРОС О ВОЗМОЖНОСТИ СУЩЕСТВОВАНИЯ ПОЗИТРОНИЯ В МЕТАЛЛАХ

Изолированная электрон-позитронная пара может образовывать связанное состояние — атом позитрония. Если отвлечься от релятивистских эффектов, то квантовомеханическое описание свойств позитрония становится подобным описанию свойств атома водорода<sup>17</sup>.

Действительно, уравнение Шрёдингера для электрон-позитронной пары имеет вид

$$\left[ \frac{1}{2m} (\hat{p}_e^2 + \hat{p}_p^2) - \frac{e^2}{|\mathbf{x}_e - \mathbf{x}_p|} \right] \Psi(\mathbf{x}_e, \mathbf{x}_p) = E \Psi(\mathbf{x}_e, \mathbf{x}_p). \quad (1,1)$$

В системе координат, в которой центр масс рассматриваемой пары частиц покоится, это уравнение может быть переписано следующим образом:

$$\left( \frac{1}{2m} \hat{p}^2 - \frac{e^2}{|\mathbf{x}|} \right) \Phi(\mathbf{x}) = E \Phi(\mathbf{x}), \quad (1,2)$$

где  $\mathbf{x} = \mathbf{x}_e - \mathbf{x}_p$ ,  $\mathbf{p} = \mathbf{p}_e = -\mathbf{p}_p$ .

Уравнение (1,2) совпадает с уравнением для атома водорода, если в последнем заменить массу электрона  $m$  на  $m/2$ . Такая замена не нарушает качественной аналогии между свойствами позитрония и атома водорода. Количественное же различие заключается в том, что значения энергетических уровней позитрония оказываются вдвое меньше, чем у соответствующих уровней атома водорода, а радиусы орбит — вдвое больше.

Для реальных металлов средние расстояния между валентными электронами являются величинами того же порядка, что и радиус орбиты позитрония в вакууме. Поэтому априори неясно, могут ли в металлах существовать электрон-позитронные связанные состояния. В настоящее время не найдено строгого решения этой задачи. Качественные соображения по этому поводу высказывались Ферреллом<sup>3</sup>, а также Карпманом и Фишером<sup>2</sup>.

Более определенные результаты были получены в работах<sup>4, 5</sup>, где исследования данной задачи производились на основе одноэлектронного приближения, без всякого учета периодического потенциала решетки. Роль окружающей электронной среды учитывалась следующим образом: 1) накладывалось ограничение на волновую функцию рассматриваемой пары частиц, вытекающее из принципа Паули; именно, если  $\Phi(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_p)$  — волновая функция в импульсном представлении, описывающая связанное состояние электрон-позитронной пары, то  $\Phi(\mathbf{p}_e, \mathbf{p}_p) = 0$  при  $|\mathbf{p}_e| < p_F$  ( $p_F$  — граничный импульс); 2) кулоновский потенциал взаимодействия рассматриваемых частиц заменялся экранированным статическим потенциалом. Исследование данной задачи с помощью вариационного метода привело Хелда и Кахану<sup>4</sup> к выводу, что устойчивое образование (квази-

позитрония» возможно только при  $r_s \geq 8,6$  \*). Несомненно, что в основе произведенных таким образом расчетов лежат весьма грубые упрощения, поэтому задача об определении предельной для образования квазипозитрония концентрации электронного газа не может считаться окончательно решенной.

Экспериментальные данные в целом также говорят за то, что позитроний в металлах не образуется. Соответствующие эксперименты будут рассмотрены в гл. II и III.

## II. ВРЕМЯ ЖИЗНИ ПОЗИТРОНОВ В МЕТАЛЛАХ

Экспериментальные исследования значений времени жизни позитронов в различных металлах производились в работах <sup>6-15</sup>. Простейшая схема установки для измерения времени жизни позитронов в твердых телах представлена на рис. 1<sup>8</sup>. В данном случае источник позитронов, радиоактивный изотоп  $\text{Na}^{22}$ , находится непосредственно внутри исследуемого образца. Момент рождения позитрона фиксируется регистрацией

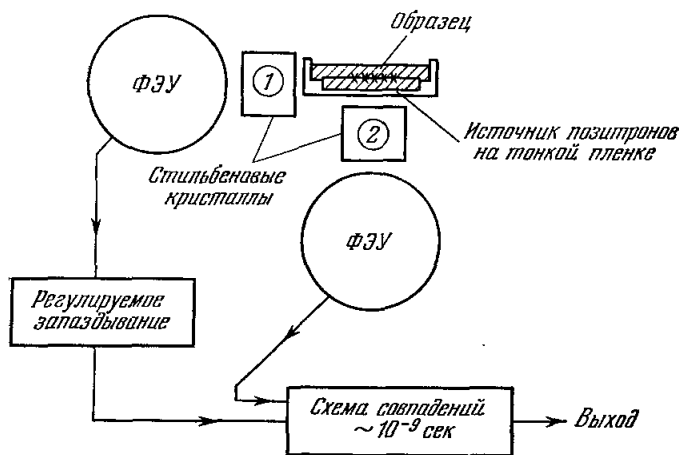


Рис. 1. Принципиальная схема установки, использованной Беллом и Грэмом<sup>8</sup> для измерения времени жизни позитронов в конденсированных веществах.

$\gamma$ -кванта (счетчик 1) с энергией 1,28 Мэв, появление которого сопровождается  $\beta$ -распадом ядер  $\text{Na}^{22}$ . Момент аннигиляции определяется появлением аннигиляционных квантов с энергией 0,511 Мэв (счетчик 2).

На рис. 2 представлены экспериментальные кривые, полученные описанным методом Беллом и Юргенсоном<sup>13</sup>, для алюминия и цезия. На этих графиках по вертикальной оси отложены логарифмы от количества регистрируемых в единицу времени случаев совпадений сигналов, поступающих от счетчиков 1 и 2; по горизонтальной оси — время запаздывания сигналов от счетчика 2 по отношению к сигналам от счетчика 1. Касательные к правым частям кривых, представленных на рис. 2, определяют искомые значения  $\tau$ . Обращает на себя внимание существование для алюминия второй компоненты времени жизни  $\tau'$ . Согласно <sup>10-12</sup>, вторая компонента времени жизни была обнаружена для Al, Li, Na, Cu. Во всех случаях интенсивность  $\tau'$  много меньше интенсивности основной

\*)  $r_s$  — радиус единичной электронной сферы, выраженный в единицах радиуса боровской орбиты. Для реальных металлов  $1,8 \leq r_s \leq 5,5$ .

компоненты времени жизни  $\tau$ . По данным <sup>12</sup>, число позитронов, аннигилирующих со временем  $\tau'$ , не превосходит 6,5% их общего количества.

Из более ранних исследований (например, <sup>16</sup>) известно, что наличие двух компонент времени жизни позитронов при аннигиляции в газах связано с образованием пара- и ортопозитрония (состояния  $^1S$  и  $^3S$ ;  $\tau_1 = 1,25 \cdot 10^{-10}$  сек,  $\tau_2 = 1,41 \cdot 10^{-7}$  сек). Разность величин  $\tau_1$  и  $\tau_2$  в этом случае обусловлена тем, что аннигиляция электрон-позитронной пары из двух состояний  $^1S$  и  $^3S$  происходит различным образом. Вследствие

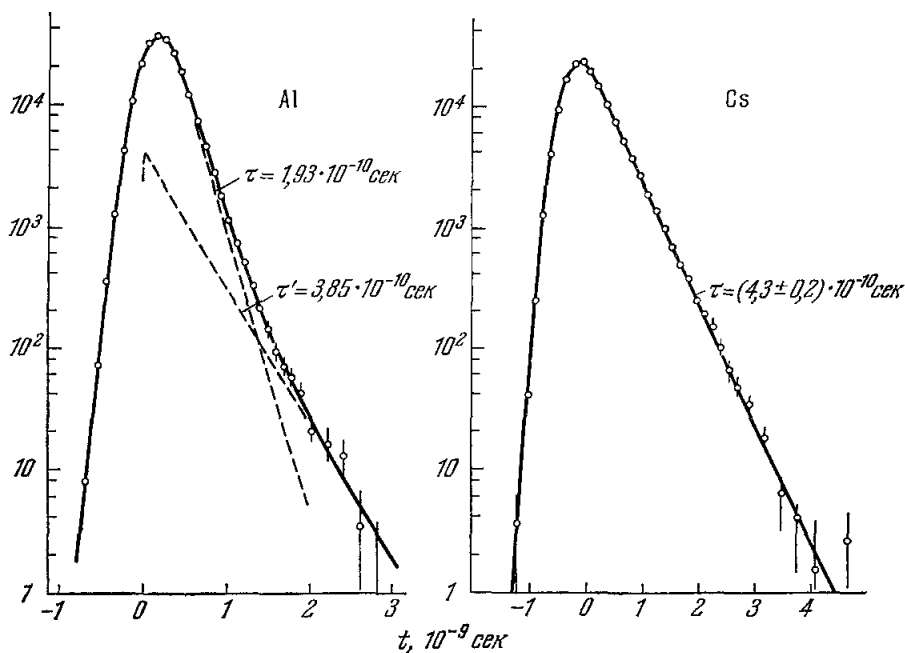


Рис. 2. Кривые запаздывающих совпадений, характеризующие время жизни позитронов в алюминии и цезии <sup>12</sup> (по оси ординат — скорость счета совпадений).

сохранения зарядовой четности, состояния  $^1S$  и  $^3S$  могут распадаться соответственно только на четное и только на нечетное числа  $\gamma$ -квантов (см., например, <sup>17</sup>).

В настоящее время твердо установлено, что позитроний может образовываться в некоторых диэлектриках (см., например, <sup>16,79</sup>). В этом случае также наблюдается интенсивная долгоживущая компонента, однако ее длительность много меньше значения  $\tau_2$  для свободного ортопозитрония. Это обстоятельство связано с возможностью захвата позитроном, находящимся в связанном  $^3S$ -состоянии, электрона из окружающей среды с подходящим (для двухквантовой аннигиляции) направлением спина (pick-off-эффект).

Причины, вызывающие появление для некоторых металлов слабой компоненты  $\tau'$ , в настоящее время неизвестны. Имеется указание <sup>11</sup>, что интенсивность  $\tau'$  зависит от качества образцов. В связи с этим было бы естественно предположить, что вторая компонента времени жизни позитронов в металлах возникает в результате образования связанных электрон-позитронных состояний вблизи дефектов решетки.

Чтобы объяснить наблюдаемые для металлов значения  $\tau$ , необходимо учесть взаимодействие позитрона с окружающей его электронной средой.

Феррелл<sup>3</sup> предложил считать, что эффекты, вызванные этим взаимодействием, полностью определяются электронной плотностью в точке положения позитрона. Согласно этому предположению, вероятность аннигиляции  $W$  (величина, обратная времени жизни) пропорциональна электронной плотности в точке положения позитрона, усредненной по всем его возможным положениям. Это определение означает, что

$$W = C \int \langle 0 | (\psi^+(\mathbf{x}) \psi(\mathbf{x})) (\bar{\psi}^+(\mathbf{x}) \bar{\psi}(\mathbf{x})) | 0 \rangle d^3\mathbf{x}, \quad (2,1)$$

где  $\psi(\mathbf{x})$  и  $\bar{\psi}(\mathbf{x})$  — операторы вторичного квантования электронного и позитронного полей в шрёдингеровском представлении. Спинные индексы для простоты опущены. Константа  $C$ , согласно<sup>3</sup>, может быть определена из соотношения

$$C = \frac{1}{4} \frac{W_{\text{поз}}}{|\Phi(0)|^2}. \quad (2,2)$$

Здесь  $W_{\text{поз}}$  — вероятность аннигиляции паразитрония,  $\Phi(\mathbf{r})$  — его волновая функция. Множитель  $1/4$  возникает из-за усреднения по спинам аннигилирующих в металле частиц.

При конкретных вычислениях  $W$  удобно использовать двухчастичную электрон-позитронную функцию Грина<sup>13</sup>

$$G_{ep}(x, y; x', y') = \langle 0 | T \tilde{\psi}(x) \tilde{\bar{\psi}}(y) \tilde{\psi}^+(x') \tilde{\bar{\psi}}^+(y') | 0 \rangle; \quad (2,3)$$

$T$  — символ хронологического упорядочения,  $\tilde{\psi}(x)$  и  $\tilde{\bar{\psi}}(y)$  — операторы вторично квантованных электронного и позитронного полей в гейзенберговском представлении.

Из выражений (2,1) и (2,3) следует, что

$$W = -C \lim_{t' \rightarrow t+0} \int G_{ep}(xt, xt; xt', xt') d^3\mathbf{x}. \quad (2,4)$$

Это выражение можно представить в более наглядном виде, если воспользоваться известным интегральным соотношением для двухчастичной функции Грина (см., например,<sup>81</sup>), которое для данного случая имеет вид

$$G_{ep}(x, y; x', y') = G_e(x-x') G_p(y-y') + \\ + i \int G_e(x-x_1) G_p(y-y_1) \Gamma(x_1, y_1; x_2, y_2) G_e(x_2-x') G_p(y_2-y') d^4x_1 d^4y_1 d^4x_2 d^4y_2. \quad (2,5)$$

Здесь  $G_e(x-x')$  и  $G_p(y-y')$  — одночастичные электронная и позитронная функции Грина,  $\Gamma(x_1, y_1; x_2, y_2)$  — вершинная часть.

Отдельные члены, которые возникают при подстановке выражения (2,5) в (2,4), имеют следующий физический смысл. Первый член, содержащий только произведение двух одночастичных функций Грина, определяет вероятность аннигиляции без учета поляризации позитроном электронного газа. Второй член, содержащий вершинную часть, учитывает вклад в вероятность аннигиляции, возникающий вследствие увеличения электронной плотности в точке положения позитрона. Величина этого вклада для концентрации электронного газа, соответствующей случаю алюминия, иллюстрируется данными, представленными в таблице (стр. 422).

Следует обратить внимание на то, что выражение (2,1), вообще говоря, не учитывает всех возможных каналов аннигиляции. Например, это выражение не учитывает возможности аннигиляции позитрона с одним из окружающих его электронов и одновременного рождения в системе дополнительных электронно-дырочных возбуждений. Вероятность аннигиляции позитрона с одновременным рождением одной электронно-дырочной пары была оценена в работе<sup>22</sup>. При плотности электронного газа, соответствующей реальным металлам, вероятность этого эффекта является величиной того же порядка ( $10^9 \text{ сек}^{-1}$ ), что и вероятность обычной двухквантовой аннигиляции.

Вероятность аннигиляции позитронов в алюминии

Метод определения	$W, 10^9 \text{ сек}^{-1}$	Литература
Эксперимент	$5.3 \pm 0.6$ $3.9 \pm 0.1$ $4.5 \pm 0.2$	12 13 15
Расчет:		
а) без учета взаимодействия позитрона с окружающей средой	1,35	
б) с учетом увеличения электронной плотности в точке нахождения позитрона, но без учета эмиссии дополнительных электронно-дырочных пар (в приближении сжатого электронного газа).	3,3	18
в) с учетом только тех случаев аннигиляции, при которых имеет место эмиссия электронно-дырочной пары (данная величина является лишь частью полной вероятности аннигиляции)	3,1	22

Модель металла, в которой валентные электроны рассматриваются как однородный газ, без учета ионной решетки, не может претендовать на детальное совпадение с результатами экспериментов по аннигиляции позитронов.

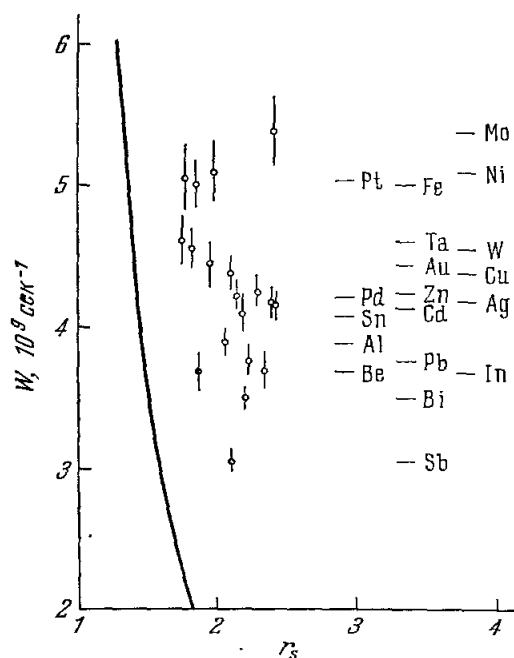


Рис. 3. Зависимость экспериментальных значений вероятности аннигиляции  $W$  для различных металлов от предполагаемых для них значений  $r_s$  <sup>13</sup>.

Сплошная линия соответствует зависимости  $W$  от  $r_s$  для случая идеального электронного газа.

На рис. 3 представлены экспериментальные значения <sup>13</sup>  $W$  для различных металлов в зависимости от предполагаемых для них значений  $r_s$ . Существенно, что экспериментальные точки в данном случае не ложатся на плавную кривую.

Измерения времени жизни позитронов в редкоземельных металлах, выполненные Роддой и Стюартом <sup>15</sup>, показали, что для трехвалентных элементов этой группы величина  $W$  мало меняется во всем ряду этих элементов по мере заполнения  $4f$ -оболочки. Среднее время жизни для них, согласно <sup>15</sup>, равно  $\tau_{Al} + 0,675 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$ . Среднее отклонение от этого значения составляет  $\pm 0,035 \cdot 10^{-10} \text{ сек}$ . Исходя из этого результата, авторы <sup>15</sup> сделали вывод, что позитроны не аннигилируют в заметном числе случаев с  $4f$ -электронами редкоземельных металлов. Густафсон и Макинтош <sup>48</sup>, исследуя эффект угловой корреляции аннигиля-

ционных квантов для редкоземельных металлов, сделали вывод, что результат Родды и Стюарта следует объяснить «взаимным сокращением» двух эффектов. Увеличение числа  $4f$ -электронов дает положительный

вклад в вероятность аннигиляции. Вместе с тем увеличение заряда ядер приводит к уменьшению перекрытия волновых функций  $5s$ - и  $5p$ -оболочек с волновой функцией позитрона, что и компенсирует увеличение  $W$  вследствие увеличения числа  $4f$ -электронов.

### III. УГЛОВАЯ КОРРЕЛЯЦИЯ АННИГИЛЯЦИОННЫХ $\gamma$ -КВАНТОВ

#### § 1. Основные свойства эффекта угловой корреляции

Законы сохранения энергии и импульса при аннигиляции электрон-позитронной пары приводят к определенным соотношениям, связывающим направления распространения аннигиляционных квантов и их частоты. В интересующем нас случае основной вклад в энергию частиц дают их массы покоя. Это значит, что энергия каждого из двух  $\gamma$ -квантов мало отличается от  $mc^2$ , а угол между направлениями их распространения близок к  $180^\circ$ .

Пусть  $p_\perp$  и  $p_\parallel$  — компоненты импульса центра масс аннигилирующей пары, соответственно перпендикулярно и вдоль направления эмиссии  $\gamma$ -квантов с импульсами  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  (рис. 4). Очевидно, что в случае  $|\mathbf{p}_\perp + \mathbf{p}_\parallel| \ll mc$  угол  $\theta$  определяется соотношением



Рис. 4. Компонента импульса центра масс аннигилирующей пары  $p_\perp$  отклоняет направление распространения фотонов  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  от взаимно противоположного на угол  $\theta$ .

$$\sin \theta \simeq \frac{p_\perp}{mc}. \quad (3.1)$$

При значениях  $p_\perp$ , соответствующих характерным значениям ферми-импульсов металлов, величина  $\theta \sim (5 \div 10) \cdot 10^{-3} \text{ рад}$ . Разность частот фотонов с импульсами  $\mathbf{k}_1$  и  $\mathbf{k}_2$  (доплеровское смещение) в рассматриваемом случае дается выражением

$$\Delta\omega = \frac{p_\parallel c}{\hbar}. \quad (3.2)$$

Наблюдение этого эффекта связано с большими экспериментальными трудностями<sup>23</sup>. В настоящее время доплеровское смещение частот аннигиляционных квантов не используется для изучения свойств твердых тел.

Схема установки для наблюдения угловой корреляции аннигиляционных квантов представлена на рис. 5<sup>30</sup>. Сигналы от фотоумножителей этой установки подаются на схему совпадений. Исследование распределения пар  $\gamma$ -квантов по  $\theta$  производится путем измерения скорости счета совпадающих по времени сигналов от счетчиков, как функции от угла поворота правого счетчика по отношению к образцу. Поскольку это распределение фактически заключено в малом интервале углов ( $\theta_F \ll \pi$ ), можно считать, что пара  $\gamma$ -квантов, отклонившаяся на угол  $\theta$ , имеет проекцию импульса на ось  $z$ , равную  $p_z = mc\theta$ .

Изучение эффекта угловой корреляции обычно производится с целью получения сведений о функции распределения электронов в импульсном пространстве. Если отвлечься от эффектов взаимодействия позитрона с электронами и ионами, то для экспериментально определяемой функции  $N(\theta = p_z/mc)$  имеет место следующее выражение:

$$N(\theta) = A \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} n(p_x, p_y, p_z) dp_x dp_y. \quad (3.3)$$

Здесь  $n(p_x, p_y, p_z)$  — функция распределения электронов по импульсам. Значение константы  $A$  определяется параметрами установки.

Легко показать, что для идеального вырожденного газа Ферми значение  $N(\theta)$  пропорционально  $p_F^2 - p_z^2$ . Действительно, в этом приближении функция  $n(p_x, p_y, p_z)$  равна единице внутри и нулю вне сферы Ферми.

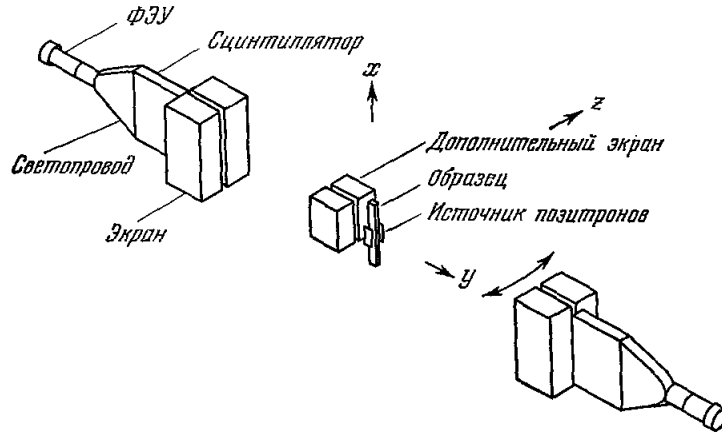


Рис. 5. Схема установки, использованной Лангом и Де Бенедетти<sup>30</sup> для исследования угловой корреляции аннигиляционного излучения в различных веществах.

Поэтому интеграл в (3,3) в данном случае представляет собой площадь круга, возникающего в результате сечения сферы Ферми плоскостью, перпендикулярной оси  $z$  и расположенной от центра сферы на расстоянии  $p_z$  (рис. 6). Таким образом, в рассматриваемом приближении функция  $N(\theta)$  представляет собой перевернутую параболу, точки пересечения которой с горизонтальной осью определяют граничный импульс.

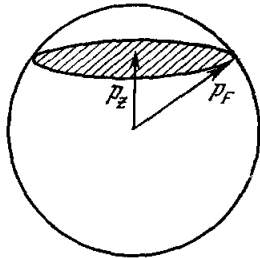


Рис. 6. В случае идеального электронного газа число пар  $\gamma$ -квантов, регистрируемых в единицу времени с помощью установки, изображенной на рис. 5, для заданного значения угла  $\theta$  ( $\theta = p_z/mc$ ) пропорционально заштрихованной площади, т. е. величине  $p_F^2 - p_z^2$ .

Экспериментальные исследования эффекта угловой корреляции аннигиляционных квантов для металлов производились в работах<sup>24-52</sup>. На рис. 7 представлены результаты измерений, произведенных Стюартом<sup>32</sup>.

Представляет интерес сравнить экспериментальные кривые для различных металлов с параболой, соответствующими идеальным электронным газам. Результаты таких сравнений, согласно<sup>28</sup>, представлены на рис. 8. Центральные части сплошных кривых описываются вычисленными для данных металлов параболой вида  $p_F^2 - p_z^2$ . Координаты изломов по горизонтальной оси соответствуют вычисленным значениям  $p_F$ . Таким образом, кривые, представленные на рис. 8, с некоторым приближением можно рассматривать как состоящие из двух частей: парабол и «хвостов». Появление «хвостов» связано со следующими физическими причинами.

1. Состояния валентных электронов (в одноэлектронном приближении), вследствие взаимодействия их с ионной решеткой, не соответствуют определенным значениям импульса.

Для того чтобы описать роль этого фактора, рассмотрим аннигиляцию электрона, состояние которого описывается блоховской волновой функцией



ей  $u_k(r) \exp(i\mathbf{k}\mathbf{r})$ , и термализованного позитрона с волновой функцией  $\Psi_{0,p}(r)$ . Вероятность аннигиляции с эмиссией  $\gamma$ -квантов, обладающих суммарным импульсом  $\mathbf{p}$ , согласно Ферреллу (см. гл. II), пропорциональна вероятности обнаружить рассматриваемую электрон-позитронную пару

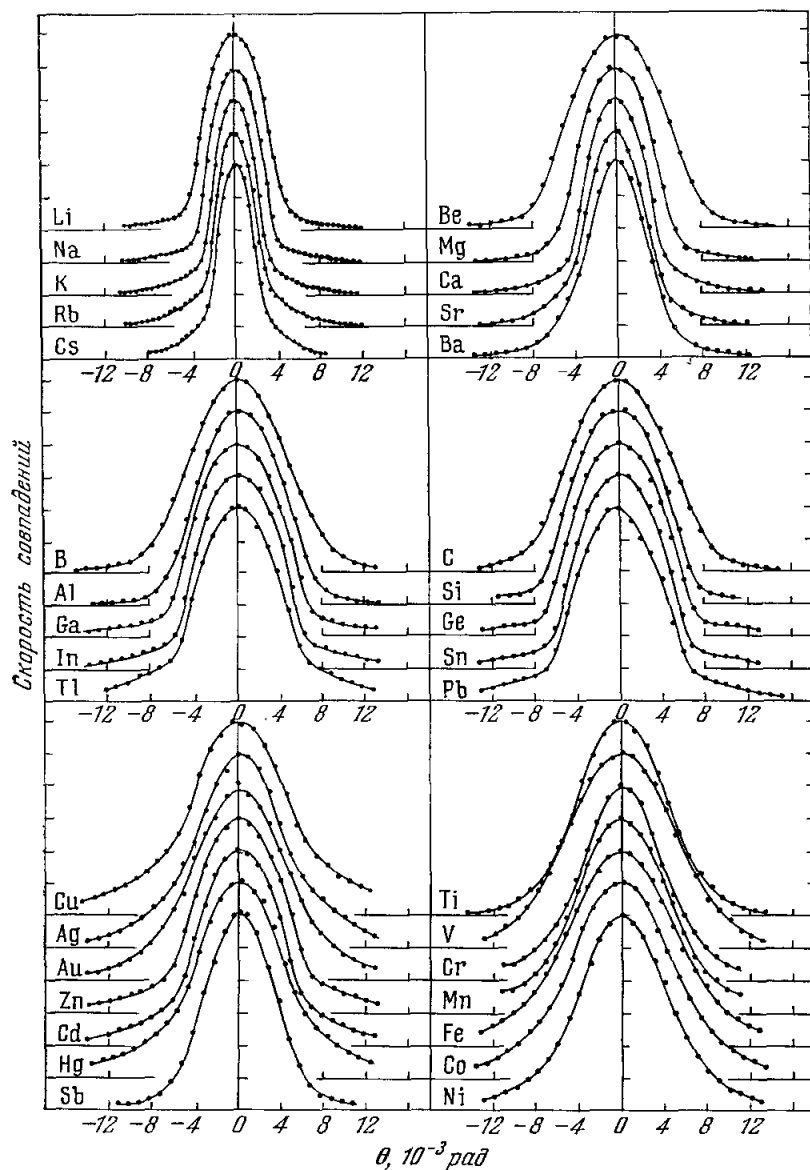


Рис. 7. Кривые угловых корреляций аннигиляционных  $\gamma$ -квантов для различных элементов, полученные Стюартом<sup>32</sup>.

одновременно в одной и той же точке пространства с этим же значением полного импульса. Последняя величина, как это следует из известных квантовомеханических правил, дается выражением

$$\rho_k(\mathbf{p}) = \frac{1}{V^2} \left| \int u_k(\mathbf{r}) \Psi_{0,p}(\mathbf{r}) \exp[i(\mathbf{k} - \mathbf{p})\mathbf{r}] dV \right|^2; \quad (3,4)$$

$V$  — объем рассматриваемой системы.

Чтобы получить полную вероятность аннигиляции позитрона с эмиссией фотонов, обладающих суммарным импульсом  $\mathbf{p}$ , величину  $\rho_{\mathbf{k}}(\mathbf{p})$  следует просуммировать по всем  $\mathbf{k}$ , соответствующим занятым состояниям.

Из выражения (3,4) видно, что чем сильнее локализованы вблизи ионного остова электроны, участвующие в аннигиляции, тем более «размазанная» картина угловой корреляции  $\gamma$ -квантов будет наблюдаться. Этот эффект играет существенную роль при аннигиляции позитронов в переходных металлах. Кривые угловой корреляции для этих металлов

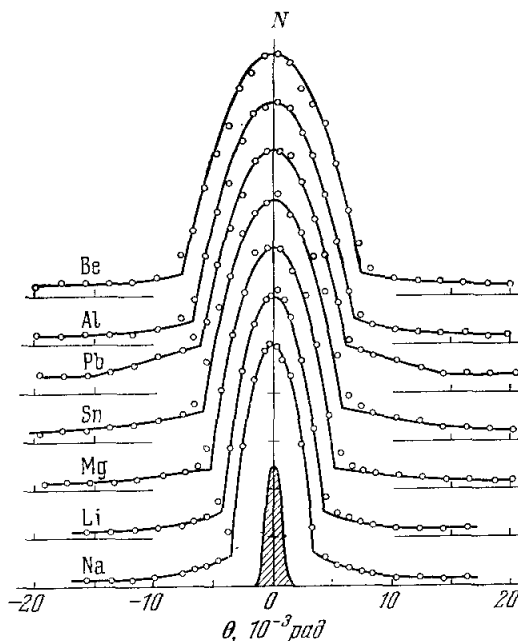


Рис. 8. Сравнение экспериментальных результатов для эффекта угловой корреляции в различных металлах с параболой, описывающей распределение электронов по импульсам в этих металлах, без учета каких-либо видов взаимодействий. Нижние концы парабол (точки изломов) соответствуют вычисленным для данных металлов значениям граничных импульсов. Заштрихованная область показывает угловое разрешение установки <sup>28</sup>.

имеют сильно «размазанный» вид (см. рис. 7) вследствие аннигиляции позитронов с электронами внутренних незаполненных оболочек.

2. Взаимодействие позитронов с ионами кристаллической решетки определяет конкретный вид волновой функции позитрона  $\Psi_{0,p}(\mathbf{r})$  и, таким образом, согласно выражению (3,4), влияет на величину  $\rho_{\mathbf{k}}(\mathbf{p})$ .

При учете взаимодействия позитронов с решеткой часто пользуются приближением, в котором принимается, что плотность распределения позитронов постоянна между узлами и равна нулю внутри остова <sup>35</sup>. В рамках такой модели мы приходим к эффекту, который носит название «эффекта исключенного объема».

3. Причиной, приводящей к отклонению экспериментальных кривых от простой параболической зависимости, является ионное и электрон-электронное взаимодействие в электронном газе.

Если отвлечься от возможности появления при аннигиляции дополнительных электронно-дырочных пар, то влияние электрон-электронного взаимодействия на угловую корреляцию может быть учтено с помощью двухчастичной электрон-

позитронной функции Грина<sup>54</sup>. В этом случае вероятность рождения двух  $\gamma$ -квантов с суммарным импульсом  $p$  дается выражением

$$W(p) = -\lambda \lim_{t' \rightarrow t+0} \int \exp[-ip(x-x')] G_{ep}(xt, xt; x't', x't') d^3x d^3x', \quad (3,5)$$

где  $\lambda = C/(2\pi)^3$ , константа  $C$  определяется выражением (2,2).

Если подставить в (3,5) выражение для двухчастичной электрон-позитронной функции Грина (2,5) и записать величину  $G_e(x-x') G_p(x-x')$  в виде  $G_e(x-x') [G_p^0(x-x') + \delta G_p(x-x')]$ , то  $W(p)$  оказывается равным сумме трех членов, имеющих следующий физический смысл:

а) Член, содержащий  $G_e(x-x') \times G_p^0(x-x')$ , определяет вероятность аннигиляции 'без учета взаимодействия между аннигилирующими частицами, но с учетом действительного распределения электронов по импульсам, именно:

$$W_1(p) = \lambda n(p), \quad (3,6)$$

где  $n(p)$  — функция распределения по импульсам для реального электронного газа.

б) Член, содержащий множитель  $G_e(x-x') \delta G_p(x-x')$ , описывает взаимодействие позитрона с окружающей электронной средой (собственно-энергетические эффекты позитрона).

в) Последний член, содержащий вершинную часть, учитывает взаимодействие аннигилирующих частиц.

Подробное исследование  $W(p)$  с помощью выражения (3,5) было проведено Карботтом и Каханой<sup>54</sup>.

Из исследований эффектов угловых корреляций можно делать выводы о существовании позитрония в изучаемых веществах. Для диэлектриков, в которых образуется позитроний (по данным, полученным из измерений времени жизни), кривые угловой корреляции имеют в начале координат так называемую «узкую компоненту». На рис. 9 представлена кривая для льда, обладающая отмеченной особенностью. Появление «узкой компоненты» связано с тем, что позитроний в веществе термализован. В металлах «узкая компонента» не была обнаружена. Это обстоятельство является одним из доказательств отсутствия в них позитрония.

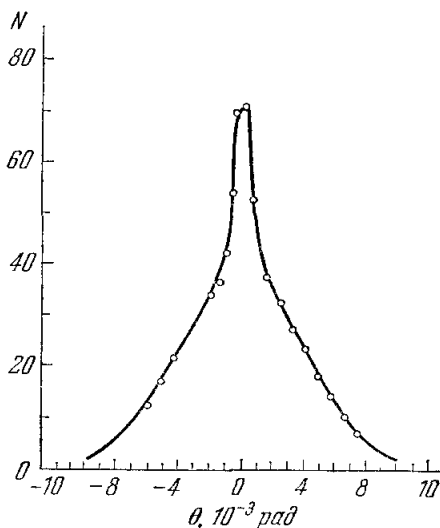


Рис. 9. Кривая угловой корреляции аннигиляционного излучения для льда при температуре  $-40^\circ \text{C}$ <sup>50</sup>.

Пик при малых углах  $\theta$  («узкая компонента») указывает на существование позитрония.

## § 2. Исследования поверхностей Ферми металлов с помощью эффекта угловой корреляции аннигиляционных квантов

Одной из интересных возможностей применения эффекта угловой корреляции аннигиляционных квантов является использование этого эффекта для изучения поверхностей Ферми металлов. Существенно, что этот метод не требует использования низких температур, сильных магнитных полей и не накладывает слишком больших требований на чистоту исследуемых образцов. Принципиальная трудность, с которой приходится сталкиваться при интерпретации результатов экспериментов по угловой корреляции аннигиляционных квантов, заключается в том, что, как следует из (3,4), наблюдаемая картина распределения пар  $\gamma$ -квантов по импульсам зависит от конкретного вида волновых функций электрона и позитрона. В связи с этим в настоящее время не существует

универсального способа, с помощью которого можно было бы однозначно определять топологию поверхностей Ферми, исходя из экспериментальных данных по угловой корреляции аннигиляционного излучения. Попытки исследовать поверхности Ферми металлов с помощью позитронов производились в работах <sup>35, 38, 41, 42, 44</sup>.

Наибольших успехов, с методической точки зрения, достигли Фуэвар и Суюека <sup>44</sup>. Эти авторы использовали для исследований монокристалл меди, предварительно облученный нейтронами для того, чтобы в нем образовалось некоторое количество  $\beta^+$ -радиоактивного изотопа  $\text{Cu}^{64}$ . Таким образом, в данном случае источник позитронов, значительной активности

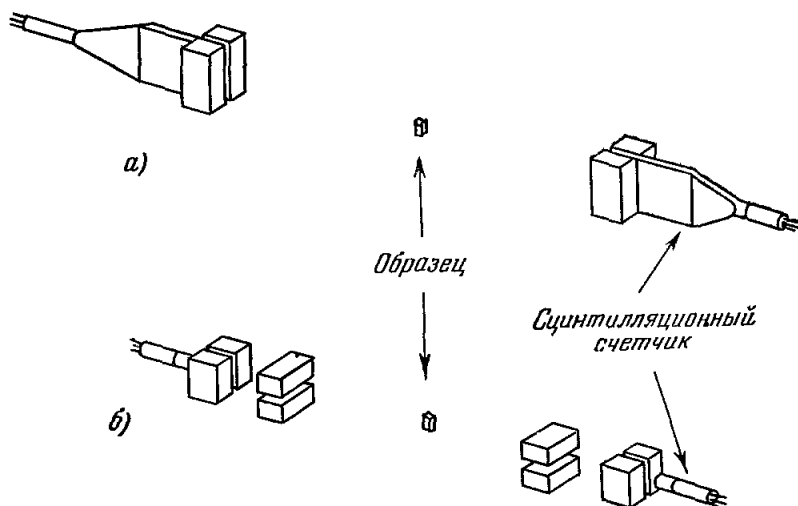


Рис. 10. Две схемы установок для исследования эффекта угловой корреляции аннигиляционных квантов.

Схема б) позволяет исследовать этот эффект при фиксированном значении проекции импульса на вертикальную ось.

(1—2 кюри), непосредственно находился в самом образце. Это обстоятельство позволило Фуэваре и Суюеке значительно улучшить геометрию установки. На рис. 10 показаны две разные схемы установок для измерения угловой корреляции аннигиляционного излучения. Верхняя схема изображает обычный вариант установки для измерения распределения пар  $\gamma$ -квантов по проекции импульса на заданное направление при произвольных значениях двух других компонент импульса. В нижней половине рис. 10 изображена схема установки, использованной Фуэварой и Суюекой. Такая установка позволяет более детально изучать картину распределения электронов в металле по импульсам, поскольку одна из компонент импульса (в данном случае — на вертикальную ось) фиксирована.

На рис. 11 представлены кривые угловых корреляций, полученные этими авторами при различных ориентациях образца. Над кривыми изображены соответствующим образом расположенные поверхности Ферми меди. Кривая а) соответствует ориентации образца, при которой направление эмиссии аннигиляционного излучения параллельно  $[111]$ , распределение по импульсам снималось относительно направления  $[110]$ . Для кривой б) направление эмиссии излучения параллельно  $[110]$ , распределение по импульсам исследовалось относительно  $[111]$ . Пунктиром на рис. 11 обведены детали кривых угловых корреляций, связанные с существованием у поверхности Ферми для меди «выступов» в на-

правлениях типа  $[111]$ , касающихся зонных границ. Авторами был определен радиус круга, образованного соприкосновением «выступа» с плоскостью, являющейся границей зоны. Согласно данной работе, эта величина равна  $2,7 \cdot 10^{-20} \text{ г} \cdot \text{см} \cdot \text{сек}^{-1}$ , что согласуется с результатами исследований поверхности Ферми меди, проведенных ранее другими методами.

Рассмотрим, следуя работе <sup>33</sup>, какое влияние оказывает на эффект угловой корреляции положение поверхности Ферми относительно зонных

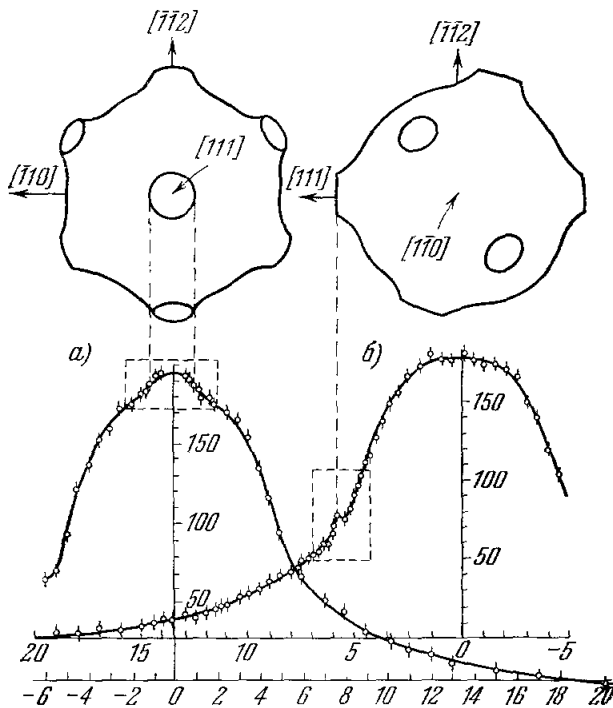


Рис. 11. Кривые угловых корреляции, полученные Фуевойрой и Суеоксй <sup>44</sup> для монокристалла меди с помощью установки рис. 10, б.

Над кривыми изображена в двух положениях, соответствующих разным ориентациям образца, поверхность Ферми меди (по оси абсцисс  $-\theta$ ,  $10^{-3} \text{ рад}$ ).

границ. Если пренебречь электрон-электронным и электрон-позитронным взаимодействиями, то распределение по импульсам пар  $\gamma$ -квантов будет пропорционально  $m(p)$ :

$$m(p) = \sum_k' \rho_k(p). \quad (3,7)$$

Функция  $\rho_k(p)$  определяется выражением (3,4). Штрих у знака суммы означает, что суммирование производится только по занятым электронным состояниям.

Величина  $u_k(r) \Psi_{0,p}(r)$  является периодической функцией  $r$ , поэтому

$$u_k(r) \Psi_{0,p}(r) = \sum_{\tau} A(k, \tau) \exp(i\tau r). \quad (3,8)$$

Здесь сумма берется по всем векторам обратной решетки  $\tau$ . Используя выражения (3,4), (3,7) и (3,8), нетрудно получить, что

$$m(p) = \sum_{\tau} |A(p - \tau, \tau)|^2. \quad (3,9)$$

В этом выражении суммирование производится по тем значениям  $\tau$ , для которых вектор  $\mathbf{p} - \tau$  лежит внутри объема, ограниченного поверхностью Ферми. Таким образом, выражение для  $m(\mathbf{p})$  оказывается зависящим от того, как расположена поверхность Ферми по отношению к границам зоны. На рис. 12—14 показаны графики функции  $m(\mathbf{p})$  вблизи зонной границы как функции от компоненты импульса  $p_n$  (является нормалью к данной граничной плоскости), вычисленные Берко и Плейскетом<sup>33</sup>

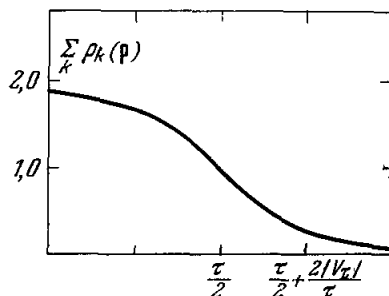


Рис. 12. Распределение электронов по импульсам  $p_n$  вблизи зонной границы ( $\tau/2$ ), рассчитанное в приближении «почти свободных электронов». Поверхность Ферми совпадает с границей зоны<sup>33</sup>.

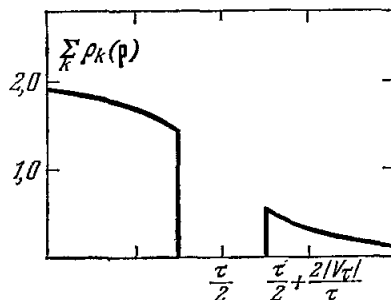


Рис. 13. Распределение электронов по импульсам  $p_n$  вблизи зонной границы ( $\tau/2$ ), рассчитанное в приближении «почти свободных электронов». Поверхность Ферми лежит ниже границы зоны<sup>33</sup>.

в приближении «почти свободных электронов» для трех случаев: 1) поверхность Ферми совпадает с зонной границей (рис. 12); 2) поверхность Ферми лежит ниже зонной границы (рис. 13); 3) первая зона полностью заполнена, и поверхность Ферми лежит во второй зоне (рис. 14). В случаях 2) и 3) волновые векторы поверхностей Ферми отличаются от  $\tau/2$  на величины  $\mp |V_\tau|/\tau$  ( $V_\tau$  — компонента Фурье потенциала решетки).

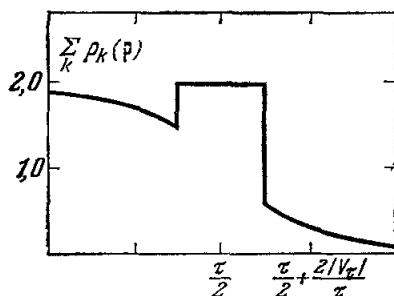


Рис. 14. Распределение электронов по импульсам  $p_n$  вблизи зонной границы ( $\tau/2$ ), рассчитанное в приближении «почти свободных электронов». Поверхность Ферми расположена над границей зоны<sup>33</sup>.

#### IV. ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА ПОЗИТРОНА

Термализованный позитрон в металле при учете взаимодействия с окружающей его средой можно рассматривать как квазичастицу. Это обстоятельство дает возможность формально приписывать позитрону некоторую эффективную массу. Величина эффективной массы позитрона зависит от следующих физических процессов: 1) электрон-позитронного взаимодействия, 2) взаимодействия позитрона с периодическим потенциалом решетки (зонная эффективная масса), 3) взаимодействия позитрона с фононами.

Стюартом и Шендом<sup>55</sup> было предложено определять эффективную массу позитрона по температурной зависимости функции  $N(\theta)$  в области значений  $\theta$ , близких к  $\theta_F$ . При температуре  $0^\circ \text{K}$  эта функция должна иметь разрыв производной при  $\theta = \theta_F$  даже при строгом учете всех взаимодействий между рассматриваемыми частицами. По мере увеличения температуры этот излом сглаживается. На рис. 15 представлены экспериментальные кривые угловых корреляций, полученные Стюартом и Шендом

на натрия при разных температурах. Данные кривые показывают, как «размывается» соответствующий граничному импульсу излом при увеличении температуры. Этот эффект вызван следующими причинами:

а) Зависимость от температуры распределения электронов по импульсам. В простейшем случае этот эффект описывается функцией Ферми — Дирака

$$f_-(p) = \frac{1}{\exp[(\varepsilon(p) - \mu)/kT] + 1}. \quad (4.1)$$

б) Тепловое движение позитронов, описываемое максвелловским законом распределения по импульсам

$$g_+(p) = \frac{1}{(2\pi m_+^* kT)^{3/2}} \exp[-p^2/2m_+^* kT]. \quad (4.2)$$

в) Зависимость от температуры длины свободного пробега электронов.

г) Тепловое расширение образца.

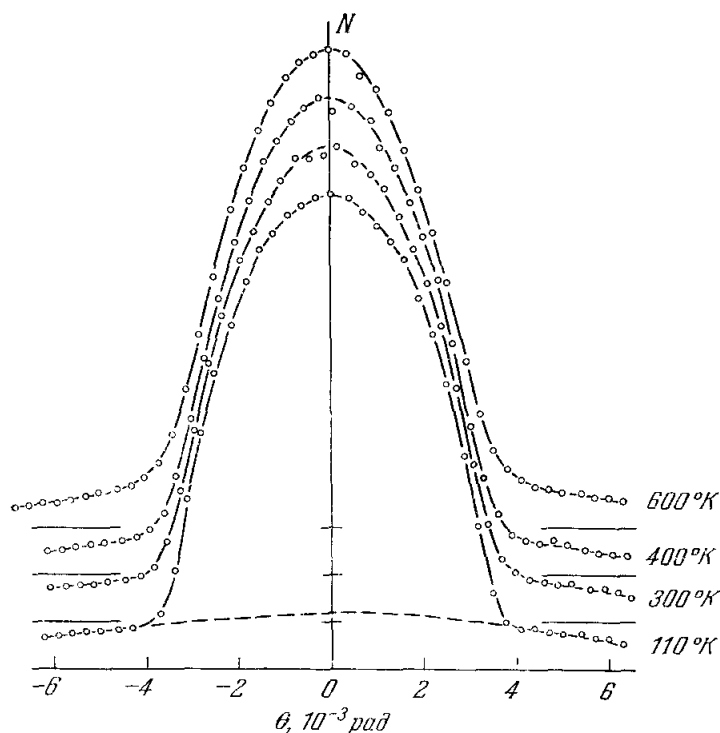


Рис. 15. Кривые угловых корреляций аннигиляционного излучения для натрия при разных температурах<sup>55</sup>.

Данные кривые иллюстрируют размытие (с увеличением температуры) излома, соответствующего граничному импульсу.

Распределение по импульсам центров масс аннигилирующих частиц с учетом эффектов, отмеченных в пунктах а) и б), очевидно, дается выражением

$$F(p) = \iint f_-(p_1) g_+(p_2) \delta(p - p_1 - p_2) d^3p_1 d^3p_2. \quad (4.3)$$

Отсюда непосредственно следует, что с учетом только этих двух эффектов

$$N(\theta = p_z / mc) = A \int f_-(p_1) g_+(p - p_1) d^3p_1 dp_x dp_y, \quad (4.4)$$

где  $A$  — константа пропорциональности.

В эксперименте удобно измерять температурную зависимость  $N(\theta)$  при  $\theta = \theta_F$ . Для этой величины в случае сферической поверхности Ферми, исходя из выражения (4,4), можно получить следующее соотношение <sup>57</sup>:

$$\frac{N(\theta_F)}{N(0)} = \frac{1}{\pi^{1/2}} \left( \frac{m_+^* T}{m_-^* T_F} \right)^{1/2} - \frac{1}{4} \frac{T}{T_F} \frac{m_+^*}{m_-^*} + O\left(\frac{T}{T_F}\right); \quad (4,5)$$

$T_F$  — температура вырождения электронного газа.

Поскольку в реальных условиях  $T \ll T_F$ , основную роль в выражении (4,5) играет первый член. В этом приближении влияния длины свободного пробега электронов и теплового расширения на  $N(\theta_F)$  можно не учитывать, так как, согласно работе <sup>57</sup>, эти факторы приводят к появлению в выражении (4,2) дополнительных членов, пропорциональных  $T/T_F$  и более высоким степеням этого отношения. Из результатов эксперимента Стюарта и Шенда <sup>55</sup> следует, что для натрия  $m_+^* = (1,9 \pm 0,4) m$ . Численные расчеты зонной части эффективной массы позитрона в натрии <sup>56</sup> показали, что эта величина равна  $1,06m$ . Значение эффективной массы позитрона, обусловленной только электрон-позитронным взаимодействием, теоретически исследовалось Хэманом <sup>58</sup>. Для натрия эта величина оказалась равной  $1,18m$ .

#### В. АННИГИЛЯЦИЯ ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПОЗИТРОНОВ В ФЕРРОМАГНИТНЫХ МЕТАЛЛАХ

В экспериментах по аннигиляции в качестве источника позитронов обычно используются радиоактивные изотопы  $\text{Na}^{22}$ ,  $\text{Co}^{57}$ ,  $\text{Co}^{58}$ ,  $\text{Cu}^{64}$ . При  $\beta$ -распаде этих изотопов рождаются продольно поляризованные позитроны, степень поляризации которых равна  $\langle v/c \rangle$ . После термализации таких позитронов в твердом теле величина их поляризации существенно не меняется <sup>60</sup>. Таким образом, в опытах по аннигиляции позитронов в ферромагнитных металлах реализуется система, состоящая из поляризованных позитронов и поляризованных электронов. Это обстоятельство может быть использовано для изучения спиновой поляризации различных электронных групп ферромагнетика, поскольку двухквантовая аннигиляция возможна только из спин-синглетного состояния аннигилирующей пары <sup>66, 67</sup>.

Наиболее простым способом исследования ферромагнетика с помощью поляризованных позитронов является наблюдение различия между двумя кривыми угловых корреляций, соответствующих направлениям намагниченности вдоль и против направления поляризации позитронов. Впервые этот эффект наблюдали Ханна и Престон <sup>59</sup>. Эти авторы показали, что для железа величина

$$A(\theta) = \int_0^\pi [N^+(\theta') - N^-(\theta')] d\theta'$$

в области больших углов  $\theta$  является положительной и возрастает при увеличении  $\theta$ . (Функции  $N^\pm(\theta)$  представляют собой угловые распределения для двух направлений магнитного поля относительно направления поляризации позитрона. Знак плюс соответствует параллельному направлению  $\mathbf{H}$  и  $\mathbf{s}_p$ . Аналогичный смысл будут иметь и другие физические величины, помеченные таким же образом.)

Как следует из выражения (3,4), пары  $\gamma$ -квантов, отклоняющиеся на большие углы  $\theta$ , в основном возникают в результате аннигиляции позитронов с локализованными электронами. Таким образом, по знаку величины  $A(\theta)$  в области больших  $\theta$  ( $\theta > \theta_F$ ) можно судить о направлении намагни-



ченности этих электронов относительно полной намагниченности образца. Из результатов эксперимента Ханна и Престона следует, что для железа направление суммарного магнитного момента локализованных электронов (3d-электронов) совпадает с направлением намагниченности образца.

Представляется заманчивой возможность использовать подобного рода эксперименты для исследования спиновой поляризации слабо локализованных электронов. С этой целью в работах <sup>60-64</sup> исследовалась величина  $n(\theta) = N^+(\theta) - N^-(\theta)$  для железа и никеля. Результаты, полученные Мийнарендсом и Хамбро <sup>60</sup> на монокристалле железа, представлены на рис. 16. Кристалл был ориентирован так, чтобы распределение по импульсам снималось относительно направления [110]. В данном случае величина  $N^+(\theta) - N^-(\theta)$  меняет знак при  $\theta \approx \theta_F$ . Однако делать вывод о том, что это обстоятельство связано с отрицательной поляризацией 4s-электронов относительно 3d-электронов, вообще говоря, нельзя <sup>62</sup>. Действительно, если пренебречь вероятностью трехквантовой аннигиляции и по сравнению с двухквантовой, то при любой спиновой конфигурации 4s и 3d-электронов должно выполняться равенство

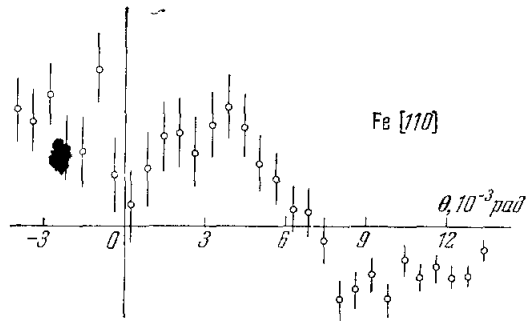


Рис. 16. Результаты, полученные на монокристалле железа <sup>60</sup>, для величины  $n(\theta) = N^+(\theta) - N^-(\theta)$ .

Верхние индексы + и — указывают на направление магнитного поля относительно направления поляризации позитронов (по оси ординат отложено  $-n(\theta)$ ).

$$\int_{-\infty}^{\infty} N^+(\theta) d\theta = \int_{-\infty}^{\infty} N^-(\theta) d\theta. \quad (5,1)$$

Справедливость этого выражения следует из того, что оба члена в выражении (5,1), при пренебрежении  $3\gamma$ -аннигиляцией, зависят только от числа попадающих в образец позитронов и от геометрии установки, т. е. от факторов, не зависящих от направления магнитного поля.

Таким образом, если  $N^+(\theta) - N^-(\theta) > 0$  при  $\theta > \theta_F$ , то при малых  $\theta$ , согласно (5,1), величина  $N^+(\theta) - N^-(\theta)$  должна автоматически менять знак. Если принять во внимание возможность трехквантовой аннигиляции, то равенство (5,1) не будет справедливым. Однако нарушение этого равенства весьма слабо. Обозначим правую и левую части в выражении (5,1) через  $K_{2\gamma}^+$  и  $K_{2\gamma}^-$ ; тогда, как было показано в работе <sup>62</sup> (подробнее об этом будет сказано ниже), для железа, при учете случаев  $3\gamma$ -аннигиляции,  $K_{2\gamma}^+ - K_{2\gamma}^- / K_{2\gamma}^+ \sim 0,1\%$ .

Таким образом, из общего поведения функции  $n(\theta)$  при больших и малых значениях  $\theta$  нельзя сделать вывод о поляризации 4s-электронов. Можно, однако, получать сведения об этой величине, если подробно исследовать на монокристаллах детальную структуру функции  $n(\theta)$ . Принципиально такая возможность открывается вследствие несовпадения поверхностей Ферми для двух 4s-подзон с разной ориентацией спинов в случае, если эти электроны поляризованы. Различие в величине граничных импульсов  $p_F^+$  и  $p_F^-$  должно оставлять какие-то «следы» на кривой, описывающей функцию  $n(\theta)$ . (Величины  $p_F^+$  и  $p_F^-$  описывают

соответственно электроны с направлением спинового магнитного момента вдоль и против направления магнитного поля.)

На рис. 17 представлены кривые для  $n'(\theta) = \frac{N^+(\theta) - N^-(\theta)}{N^+(\theta) + N^-(\theta)}$  при ориентациях монокристалла никеля в направлениях [100] и [111]<sup>82</sup>. Несомненно, сложная структура этих кривых содержит значительную информацию о зонной структуре никеля. Однако при интерпретации этих результатов возникает ряд трудностей. Прежде всего для этой цели необходимы некоторые определенные сведения о топологии поверхности Ферми

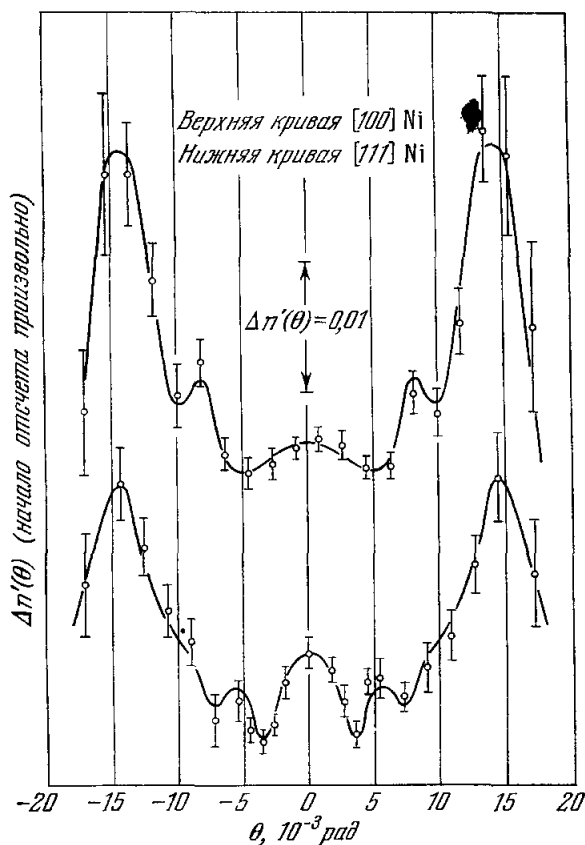


Рис. 17. Результаты, полученные на монокристалле никеля, для величины  $n'(\theta) = (N^+(\theta) - N^-(\theta)) / (N^+(\theta) + N^-(\theta))$ <sup>82</sup>.

Верхняя и нижняя кривые соответствуют ориентациям кристалла, при которых распределения пар  $\gamma$ -квантов по импульсам исследовались соответственно по осям [100] и [111].

ного поля вдоль и против направления поляризации позитронов<sup>63</sup>, т. е. из величины  $K_{2\gamma}^+ - K_{2\gamma}^-$ . С этой целью рассмотрим выражения для отношения случаев  $2\gamma$ - и  $3\gamma$ -аннигиляций  $(K_{2\gamma}/K_{3\gamma})^+$  и  $(K_{2\gamma}/K_{3\gamma})^-$ , соответствующие двум направлениям магнитного поля.

Как уже отмечалось в гл. II,  $2\gamma$ -аннигиляция может иметь место только из спин-синглетного состояния, в то время как  $3\gamma$ -аннигиляция — из спин-триплетного состояния. В случае, если поляризованный позитрон находится в ферромагнитном металле вероятности спин-синглетного и спин-триплетного перекрытий волновых функций позитрона и электро-

никеля, свойства которой в настоящее время мало изучены. Кроме того, детали кривых, представленных на рис. 17, зависят от конкретного вида волновых функций электронов. Наконец, трудности, возникающие при интерпретации данных кривых, усиливаются тем обстоятельством, что эти кривые характеризуют распределения электронов только по одной компоненте импульса и представляют собой результат усреднения распределений по двум другим компонентам импульса. В связи с отмеченными трудностями, возникающими при интерпретации экспериментальных данных для  $n(\theta)$ , авторам<sup>82</sup> не удалось сделать определенных выводов о зонной структуре никеля, исходя из кривых, представленных на рис. 17.

Некоторые выводы о поляризации слабо локализованных электронов можно сделать из измерений разности между общими числами случаев двухквантовых аннигиляций при направлениях магнит-

нов, величины  $\kappa_1$  и  $\kappa_2$ , соответственно, равны

$$\kappa_1 = \frac{1}{4} \sum_j (1 - P_e^j P_p^0) w_j, \quad \kappa_2 = \frac{1}{4} \sum_i (3 + P_e^i P_p^0) w_i. \quad (5.2)$$

В этих выражениях суммирование производится по всем занятым электронным состояниям;  $P_e^i$  — значение поляризации электрона, находящегося в  $i$ -м состоянии;  $P_p^0$  — поляризация термализованного позитрона ( $-1 \leq P_{e, p} \leq 1$ );  $w_i$  — интеграл перекрытия волновых функций этих частиц, т. е.

$$w_i = \int |\Psi_{i,e}(\mathbf{x}) \Psi_{0,p}(\mathbf{x})|^2 d^3\mathbf{x}. \quad (5.3)$$

Из выражений (5,2) следует<sup>62</sup>, что

$$\left( \frac{K_{2\gamma}}{K_{3\gamma}} \right)^{\pm} = \frac{3\sigma_{2\gamma} \sum_i (1 \mp P_e^i P_p^0) w_i}{\sigma_{3\gamma} \sum_j (3 \pm P_e^j P_p^0) w_j}. \quad (5.4)$$

Здесь  $\sigma_{2\gamma}$  и  $\sigma_{3\gamma}$  — сечения двух- и трехквантовых аннигиляций;  $\sigma_{2\gamma}/\sigma_{3\gamma} = 372$ <sup>71</sup>. Помимо выражения (5,4) величины  $K_{2\gamma}^{\pm}$  и  $K_{3\gamma}^{\pm}$  связаны равенством

$$K_{2\gamma}^{+} + K_{3\gamma}^{+} = K_{2\gamma}^{-} + K_{3\gamma}^{-}. \quad (5.5)$$

Обозначим  $(K_{2\gamma}^{+} - K_{2\gamma}^{-})/K_{2\gamma}^{-}$  через  $\lambda$ , а правые части выражений (5,4) — через  $f^{\pm}$ . С помощью простых выкладок из (5,4) и (5,5) можно получить следующее выражение:

$$\left( 1 + \frac{1}{f^{+}} \right) \lambda = \frac{1}{f^{-}} - \frac{1}{f^{+}}, \quad (5.6)$$

или, так как  $f^{\pm} \sim 3 \frac{\sigma_{2\gamma}}{\sigma_{3\gamma}} \sim 10^3$ , то

$$\lambda \simeq \frac{1}{f^{-}} - \frac{1}{f^{+}}. \quad (5.7)$$

Таким образом, если известны величины  $\lambda$ ,  $P_p$  и  $w_i$ , то соотношение (5,6) может быть использовано при исследованиях металлов как некоторое дополнительное условие, связывающее значения спиновых поляризаций различных электронных групп.

## VI. АННИГИЛЯЦИЯ С ОБРАЗОВАНИЕМ $n$ ФОТОНОВ

Изолированная электрон-позитронная пара может распасться только на два или большее число  $\gamma$ -квантов. Одноквантовая аннигиляция для такой пары запрещена законами сохранения энергии и импульса. Таким образом, в этом случае наиболее вероятным процессом является двухквантовая аннигиляция. Вероятность аннигиляции с испусканием  $n$  фотонов быстро убывает с увеличением  $n$ , так как  $W_{(n+1)\gamma}/W_{n\gamma}$  по порядку величины определяется постоянной тонкой структуры.

Электрон-позитронная пара, аннигилирующая в твердом теле, не является свободной. В связи с этим возможны случаи одноквантовой и даже бесквантовой аннигиляции. (В последнем случае имеет место эмиссия быстрого электрона.) Вероятности таких процессов практически отличны от нуля только при взаимодействии быстрых позитронов с электронами внутренних, близких к ядру оболочек. Поэтому доля позитронов, участвующих в этих эффектах, мала по сравнению с их общим количеством.

попадающим в твердое тело. Согласно оценкам <sup>68, 69</sup>, отношение чисел, соответствующих случаям одноквантовой и двухквантовой аннигиляций в свинце, составляет приблизительно 0,2% при использовании типичного радиоактивного источника. Аналогичное соотношение для случаев бесквантовой и двухквантовой аннигиляций составляет 0,0015%. В настоящее время оба отмеченных эффекта не нашли еще применения в области исследования свойств твердых тел.

Эффекты, связанные с трехквантовой аннигиляцией в металлах, пока что изучены значительно менее подробно, чем эффекты двухквантовой аннигиляции. Эксперименты, проведенные в этой области, в основном посвящены определению отношений случаев  $3\gamma$ - и  $2\gamma$ -аннигиляций. Из расчетов Ора и Пауэлла <sup>71</sup> следует, что отношение сечений  $3\gamma$ - и  $2\gamma$ -аннигиляций для свободных, неполяризованных частиц с малыми относительными скоростями равно  $1/372$ . В тех случаях, когда аннигиляция происходит из связанных состояний в вакууме, соотношение случаев  $3\gamma$ - и  $2\gamma$ -аннигиляций равно отношению чисел атомов орто- и парапозитрония. Если позитроний образуется в веществе, то число случаев трехквантовой аннигиляции уже не определяется просто количеством ортопозитрония, поскольку аннигиляция может иметь место в результате захвата позитроном, находящимся в связанном состоянии, электрона из окружающей среды. В этом случае существование ортопозитрония приводит только к некоторому дополнительному вкладу в общее число случаев трехквантовой аннигиляции. Для диэлектриков, в которых образуется позитроний, величина этого вклада порядка  $10^{-2}$  (см., например, <sup>72, 73</sup>).

Как уже отмечалось в гл. II, в некоторых металлах имеет место слабо выраженная долгоживущая компонента времени жизни. Это обстоятельство побуждало ряд авторов <sup>74-78</sup> исследовать отношение случаев двух- и трехквантовых аннигиляций в металлах. Абсолютные измерения этого отношения производились на алюминии Де Бенедетти и Сигелом <sup>76</sup>, а также Бэссоном <sup>77</sup>. Согласно результатам Бэссона, это отношение равно  $402 \pm 50$ . Такой результат не противоречит теоретическим выводам Ора и Пауэлла.

В остальных работах, посвященных этому вопросу, исследовалась не абсолютная величина  $W_{3\gamma}/W_{2\gamma}$ , а лишь различие между этими величинами для различных металлов. Согласно результатам <sup>78</sup>,  $W_{3\gamma}/W_{2\gamma}$  не остается постоянным для различных металлов. Если сравнивать эти отношения с тем, которое соответствует алюминию, то максимальное отклонение, около 15%, имеет место для никеля, платины и свинца. По данным авторов этой работы, для этих металлов не существует второй компоненты времени жизни. Таким образом, данный эффект в настоящее время не имеет определенной интерпретации.

В заключение следует отметить, что число публикуемых в настоящее время работ, посвященных аннигиляции позитронов в конденсированных телах, быстро увеличивается. При этом быстро расширяется также круг вопросов, изучение которых оказывается возможным с помощью эффектов, сопровождающих аннигиляцию позитронов.

Московский государственный  
университет им. М. В. Ломоносова

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. G. Lee - Whiting, Phys. Rev. **97**, 1557 (1955).
2. В. И. Карпман, И. З. Фишер, ДАН СССР **141**, 1212 (1956).
3. R. Ferrell, Rev. Mod. Phys. **28**, 308 (1956).
4. A. Held, S. Kahana, Canad. J. Phys. **42**, 1908 (1964).
5. H. Kanagawa, J. Ohtsuki, S. Janagawa, Phys. Rev. **A138**, 1155 (1965).

6. S. De Benedetti, H. Richings, Phys. Rev. 85, 377 (1952).
7. A. Ferguson, G. Lewis, Phil. Mag. 44, 1338 (1953).
8. R. Bell, R. Graham, Phys. Rev. 90, 644 (1953).
9. G. Minton, Phys. Rev. 94, 758 (1954).
10. I. Gerholm, Ark. Fys. 10, 523 (1956).
11. H. Weisberg, Bull. Am. Phys. Soc. 10, 21 (1965).
12. R. Bell, M. Jørgensen, Canad. J. Phys. 38, 652 (1960).
13. A. Bissi, G. Faini, E. Gatti, L. Zappa, Phys. Rev. Lett. 5, 59 (1960).
14. G. Jones, J. Warren, Canad. J. Phys. 39, 1517 (1961).
15. J. Rodda, M. Stewart, Phys. Rev. 131, 255 (1963).
16. S. De Benedetti, Nuovo cimento 4, Suppl., n° 3, 1209 (1956) (см. перевод в ПСФ 2, 49 (1958)).
17. А. И. Ахнестер, В. Б. Берестецкий, Квантовая электродинамика, М., Физматгиз, 1959.
18. S. Kahana, Phys. Rev. 129, 1622 (1963).
19. E. Jackson, J. McGervey, Bull. Am. Phys. Soc. 9, 686 (1964).
20. N. March, A. Murray, Phys. Rev. 126, 1480 (1962).
21. A. Zuchell, T. Hickmann, Phys. Rev. A136, 1728 (1966).
22. В. Л. Седов, ФТТ 9, 1957 (1967).
23. J. Du Mond, D. Lind, B. Watson, Phys. Rev. 75, 1226 (1949).
24. Н. А. Власов, Б. С. Дзелепов, ДАН СССР 70, 207 (1950).
25. S. De Benedetti, C. Cowan, W. Konneker, H. Primakoff, Phys. Rev. 77, 208 (1950).
26. R. Green, A. Stewart, Phys. Rev. 98, 486 (1955 \*).
27. A. Stewart, Phys. Rev. 99, 594 (1955 \*).
28. G. Lang, S. De Benedetti, R. Smoluchowski, Phys. Rev. 99, 596 (1955 \*).
29. G. Lang, N. Hien, Phys. Rev. 110, 1062 (1958 \*).
30. G. Lang, S. De Benedetti, Phys. Rev. 108, 914 (1957 \*).
31. К. А. Баскова, Б. С. Дзелепов, Изв. АН СССР, сер. физ. 20, 951 (1956).
32. A. Stewart, Canad. J. Phys. 35, 168 (1957).
33. S. Berko, S. Plaskett, Phys. Rev. 112, 1877 (1958).
34. G. Trumpy, Phys. Rev. 118, 668 (1960).
35. И. Я. Дехтяр, В. С. Михаленков, ДАН СССР 133, 60 (1960).
36. И. Я. Дехтяр, В. С. Михаленков, ДАН СССР 136, 63 (1961).
37. И. Я. Дехтяр, С. Г. Литовченко, В. С. Михаленков, ДАН СССР 147, 1332 (1962).
38. S. Berko, Phys. Rev. 128, 2166 (1962).
39. A. Stewart, Phys. Rev. 123, 1587 (1961).
40. В. Л. Седов, ЖЭТФ 45, 2070 (1963).
41. J. Donaghy, A. Stewart, Bull. Am. Phys. Soc. 9, 238 (1964).
42. K. Fujiwara, J. Phys. Soc. Japan 20, 1533 (1965).
43. R. Williams, T. Loucks, A. Mackintosh, Phys. Rev. Lett. 16, 168 (1966).
44. K. Fujiwara, O. Sueoka, J. Phys. Soc. Japan 21, 1947 (1966).
45. A. Stewart, N. Pope, Phys. Rev. 120, 2033 (1960).
46. A. Stewart, J. Shand, J. Donaghy, J. Kusmiss, Phys. Rev. 128, 118 (1962).
47. A. Stewart, J. Kusmiss, K. March, Phys. Rev. 132, 495 (1963).
48. D. Gustafson, A. Mackintosh, J. Phys. Chem. Solids 25, 389 (1964).
49. L. Page, M. Heinberg, Phys. Rev. 102, 1545 (1956).
50. R. De Zafra, W. Joynes, Phys. Rev. 112, 19 (1958 \*).
51. И. Я. Дехтяр, Д. А. Левина, В. С. Михаленков, ДАН СССР 156, 795 (1965).
52. И. Я. Дехтяр, В. С. Михаленков, С. Г. Сахарова, ДАН СССР 168, 785 (1966).
53. М. А. Кривоглаз, А. А. Смирнов, ФММ 7, 151 (1959).
54. J. Carbotte, S. Kahana, Phys. Rev. A139, 213 (1965).
55. A. Stewart, J. Shand, Phys. Rev. Lett. 16, 261 (1966).
56. C. Majumdar, Phys. Rev. 149, 406 (1966).
57. C. Majumdar, Phys. Rev. A140, 237 (1965).
58. D. Hamann, Phys. Rev. 146, 277 (1966).
59. S. Hanna, R. Preston, Phys. Rev. 109, 716 (1958).
60. P. Mijnaerends, L. Hambro, Phys. Lett. 10, 272 (1964).
61. J. Lovas, Nucl. Phys. 17, 279 (1960).

\*) Имеется перевод в сб. статей под редакцией Г. С. Ждапова «Аннигиляция позитронов в твердых телах», М., ИЛ, 1960.

62. S. Berko, J. Zuckerman, Phys. Rev. Lett. **13**, 339 (1964).
  63. В. Л. Седов, ЖЭТФ **48**, 1200 (1965).
  64. T. Mihalisin, R. Parks, Phys. Lett. **21**, 610 (1966).
  65. P. Wallace, Solid State Physics **10**, 1 (1960).
  66. J. Phillips, Phys. Rev. **A133**, 1020 (1964).
  67. H. Ehrenreich, J. Phillips, D. Olechna, Phys. Rev. **131**, 2469 (1964).
  68. J. Jaeger, H. Hulme, Proc. Cambr. Phil. Soc. **32**, 158 (1936).
  69. L. Sodickson, W. Bowman, J. Stephenson, Phys. Rev. **124**, 1851 (1961).
  70. S. Shimizu, T. Mukoyama, Y. Nakayama, Phys. Lett. **17**, 295 (1965).
  71. A. Ore, J. Powell, Phys. Rev. **75**, 1696 (1949).
  72. R. Graham, A. Stewart, Canad. J. Phys. **32**, 678 (1954).
  73. A. Gainotti, E. Germagnoli, G. Schianchi, L. Zecchina, Nuovo cimento **32**, 880 (1964).
  74. S. De Benedetti, R. Siegel, Phys. Rev. **85**, 371 (1952).
  75. T. Pond, Phys. Rev. **93**, 479 (1954).
  76. S. De Benedetti, R. Siegel, Phys. Rev. **94**, 956 (1954).
  77. J. Basson, Phys. Rev. **96**, 691 (1954).
  78. M. Bertolaccini, C. Bussolati, L. Zappa, Phys. Rev. **A139**, 696 (1965).
  79. В. И. Гольданский, Е. П. Прокопьев, Письма ЖЭТФ **10**, 422 (1966).
  80. A. Dafner, A. Bushkovitch, Bull. Am. Phys. Soc. **9**, 562 (1964).
  81. Д. А. Киржниц, Полевые методы теории многих частиц, М., Госатомиздат, 1963.
  82. T. Mihalisin, R. Parks, Phys. Rev. Lett. **18**, 210 (1967).
-