THE TRANSFER OF MINORITY CARRIERS IN p-n JUNCTION UNDER THE ACTION OF MAGNETIC FIELD

R. R. VARDANYAN

The transfer of light generated minority carriers in the p-n junction under the action of magnetic field was investigated. Expressions for the electron and hole components of photocurrent were obtained taking into account the magnetic field influence. It is shown that the photocurrent decreases with the increase in magnetic field induction, and that this effect takes place when the direction of magnetic field is reversed (the parity effect).

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 3, 154—160 (1987)

УДК 539.1.08

О РАСПРЕДЕЛЕНИИ КЛАСТЕРОВ НА СЛЕДЕ ЧАСТИЦ, СОПРОВОЖДАЕМЫХ ПЕРЕХОДНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

М. С. КОРДОНСКИЙ, Р. А. САРДАРЯН, К. К. ШИХЛЯРОВ

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 6 июня 1986 г.)

Показано, что распределения δ- и фотокластеров на следе частиц, сопровождаемых переходным излучением, в отдельности подчиняются распределению Пуассона при учете всех возможных комбинаций кластеров и при условии, что суммарное их распределение также является пуассоновским. Получены распределения δ- и фотокластеров в случае, когда вводится экспериментальный порог регистрации кластеров по их числу, и показано, что эти распределения существенно отличаются от пуассоновских. Получены формулы для определения среднего числа δ- и фотокластеров в общем случае, а также произведено разложение полной эффективности регистрации частицы на составляющие, позволяющие оценить вклад в нее различных комбинаций кластеров.

1. Введение

В экспериментах с использованием рентгеновского переходного излучения (РПИ) часто применяется так называемый метод кластеров [1—4], впервые развитый в работах со стримерной камерой [5, 6]. Метод основан на том, что частицы 1 и 2, подлежащие сепарации, создают в детекторе разное число кластеров, что позволяет регистрировать их с разной эффективностью.

Будем считать, что частицы 1 и 2 создают в детекторе в среднем одинаковое число δ-кластеров: $n_{\delta 1} = n_{\delta 2} = n_\delta$. Кроме того, частица 2 генерирует РПИ, которое, поглощаясь в детекторе, создает в среднем n_γ фотокластеров, вследствие чего на следе частицы 2 можно обнаружить любую комбинацию из δ-и фотокластеров. В качестве исходной посылки будем также считать, что суммарное распределение кластеров на следе частицы 2 является пуассоновским

$$P_i(n_{\delta\gamma}) = \frac{n_{\delta\gamma}^i \, e^{-n_{\delta\gamma}}}{i!} \qquad (1)$$

со средним значением $n_{\delta\gamma}$.

Целью настоящей работы является нахождение распределений δ- и фотокластеров внутри суммарного распределения $P_i(n_{\delta\gamma})$ в зависимости от условий эксперимента, в частности, порога m регистрации кластеров, а также нахождение среднего числа δ- и фотокластеров и анализ роли δ-кластеров в процессе регистрации частицы 2.

2. Распределение числа δ- и фотокластеров

Найдем распределение числа δ- и фотокластеров в случае, когда экспериментальная установка срабатывает при любом числе кластеров. Запишем вначале выражение для вероятности F_i^j появления i кластеров, среди которых имеется j фотокластеров $(i \geqslant j)$:

$$F_i^j = P_i(n_{\delta\gamma})\, W_i^j(q) = C_i^j q^j (1-q)^{i-j} \frac{n_{\delta\gamma}^i}{i!} e^{-n_{\delta\gamma}}, \qquad (2)$$

где $P_i(n_{\delta\gamma})$ — пуассоновская вероятность обнаружения i кластеров, $W_i^j(q)$ — биномиальная вероятность найти j фотокластеров среди i кластеров, q — вероятность появления фотокластера, $(1-q)$ — вероятность появления δ-кластера.

Выражение (2) легко преобразуется к виду

$$F_i^j = P_j(qn_{\delta\gamma})\, P_{i-j}((1-q)\, n_{\delta\gamma}), \qquad (3)$$

из которого следует, что вероятность образования i кластеров, из которых j являются фотокластерами, а $(i-j)$ — δ-кластерами, есть произведение двух независимых пуассоновских распределений со средними $n_\gamma = qn_{\delta\gamma}$ и $n_\delta = (1-q)\, n_{\delta\gamma}$, причем автоматически выполняется соотношение $n_{\delta\gamma} = n_\delta + n_\gamma$.

Чтобы найти распределение P_j для числа фотокластеров, нужно, очевидно, просуммировать выражение (2) по всем i:

$$P_j = \sum_{i=j}^{\infty} F_i^j = P_j(n_\gamma) \sum_{i-j}^{\infty} P_{i-j}(n_\delta) \equiv P_j(n_\gamma). \qquad (4)$$

Таким образом, если экспериментальная установка срабатывает при любом числе кластеров $(i \geqslant 0)$, число фотокластеров внутри распределения $P_i(n_{\delta\gamma})$ подчиняется формуле Пуассона со средним n_γ.

Так как фото- и δ-кластеры входят в суммарное распределение аналогичным образом, полученный результат справедлив и для δ-кластеров:

$$P_k = \sum_{j=i-k}^{\infty} F_i^j = P_k(n_\delta) \sum_{j=i-k}^{\infty} P_j(n_\gamma) \equiv P_k(n_\delta). \qquad (5)$$

Результаты (4) или (5), полученные суммированием выражений (2) или (3), можно интерпретировать как следствие операций выделения частичных распределений. В качестве иллюстрации на рис. 1а приведены исходное пуассоновское распределение кластеров $P_i(n_{\delta\gamma})$ со средним $n_{\delta\gamma} = 4$ и „составляющие" его пуассоновские распределения $P_j(n_\gamma)$ и $P_k(n_\delta)$ со средними $n_\gamma = 3$ и $n_\delta = 1$.

Обычно, чтобы улучшить степень сепарации частиц, вводят порог m регистрации кластеров по их числу. Это исключает из рассмотрения случаи с $i < m$, не меняя при этом пределы изменения числа фотокластеров j. Поэтому для нахождения нового распределения P_j^m этот факт нужно учесть следующим образом:

$$P_j^m = \sum_{i=m}^{\infty} F_i^j. \tag{6}$$

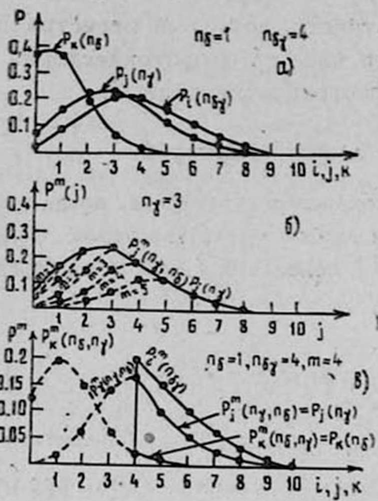

Рис. 1.

В результате суммирования получаем

$$P_j^m(n_\gamma, n_\delta) = \begin{cases} P_j(n_\gamma), & j \geqslant m \\ P_j(n_\gamma)\left[1 - \sum\limits_{k=0}^{m-j-1} P_k(n_\delta)\right], & j < m. \end{cases} \tag{7}$$

Для $j < m$, как это видно из выражения (7), распределение для числа фотокластеров деформируется и отличается от пуассоновского. Для сравнения на рис. 1б представлены сплошной кривой пуассоновское распределение фотокластеров со средним $n_\gamma = 3$ в отсутствие порога ($i \geqslant 0$) и пунктирные распределения, найденные по формуле (7) для разных значений порога m. Видно, что новое распределение (7) отклоняется от пуассоновского тем более, чем больше m.

Аналогичное выражение можно получить также для распределения δ-кластеров при наличии порога m:

$$P_k^m(n_\delta, n_\gamma) = \begin{cases} P_k(n_\delta), & k \geqslant m \\ P_k(n_\delta)\left[1 - \sum\limits_{j=0}^{m-k-1} P_j(n_\gamma)\right], & k < m. \end{cases} \tag{8}$$

Отметим, наконец, что суммарное распределение δ- и фотокластеров при пороге регистрации m имеет вид

$$P_i^m(n_{\delta\gamma}) = \begin{cases} P_i(n_{\delta\gamma}), & i \geqslant m \\ 0, & i < m. \end{cases} \tag{9}$$

На рис. 1*в* приведены все три распределения (7), (8) и (9) для случая $m = 4$, $n_\delta = 1$ и $n_\gamma = 3$. Правые ветви всех трех распределений при $i, j, k \geqslant 4$ подчиняются соответствующему распределению Пуассона, левые — деформированы, а распределение (9) есть сложная комбинация распределений (7) и (8).

3. Эффективность регистрации частиц и средние значения распределений кластеров

При введении экспериментального порога m эффективность регистрации частиц имеет вид:

для частицы 1

$$W^m_{\delta}(n_{\delta}) = \sum_{k=m}^{\infty} P_k(n_{\delta}) = 1 - \sum_{k=0}^{m-1} P_k(n_{\delta}); \tag{10}$$

для частицы 2

$$W^m_{\delta\gamma}(n_{\delta\gamma}) = \sum_{i=m}^{\infty} P_i(n_{\delta\gamma}) = 1 - \sum_{i=0}^{m-1} P_i(n_{\delta\gamma}). \tag{11}$$

Очевидно, что

$$W^m_{\delta\gamma}(n_{\delta\gamma}) = \sum_{j=0}^{\infty} P^m_j(n_{\gamma}, n_{\delta}) = \sum_{k=0}^{\infty} P^m_k(n_{\delta}, n_{\gamma}). \tag{12}$$

Соотношение (12) можно легко доказать прямыми преобразованиями:

$$\sum_{j=0}^{\infty} P^m_j(n_{\gamma}, n_{\delta}) = \sum_{j=0}^{m-1} P_j(n_{\gamma}) \left[1 - \sum_{k=0}^{m-j-1} P_k(n_{\delta})\right] + \sum_{j=m}^{\infty} P_j(n_{\gamma}) =$$

$$= 1 - \sum_{j,\, k \geq 0}^{j+k=m-1} P_j(n_{\gamma}) P_k(n_{\delta}) = 1 - \sum_{l=0}^{m-1} P_l(n_{\delta\gamma}) = W^m_{\delta\gamma}(n_{\delta\gamma}).$$

Из выражений (11) и (12) следует, что $W^m_{\delta\gamma}(n_{\delta\gamma})$ является в то же время нормой распределений (7), (8) и (9). Тогда легко найти средние значения всех трех распределений:

$$n^m_{\gamma} = \frac{1}{W^m_{\delta\gamma}(n_{\delta\gamma})} \sum_{j=0}^{\infty} j P^m_j(n_{\gamma}, n_{\delta}) = n_{\gamma}(1 + \Delta_m), \tag{13}$$

$$n^m_{\delta} = \frac{1}{W^m_{\delta\gamma}(n_{\delta\gamma})} \sum_{k=0}^{\infty} k P^m_k(n_{\delta}, n_{\gamma}) = n_{\delta}(1 + \Delta_m), \tag{14}$$

$$n^m_{\delta\gamma} = \frac{1}{W^m_{\delta\gamma}(n_{\delta\gamma})} \sum_{i=0}^{\infty} i P^m_i(n_{\delta\gamma}) = n_{\delta\gamma}(1 + \Delta_m), \tag{15}$$

где

$$\Delta_m = \begin{cases} P_{m-1}(n_{\delta\gamma}) / W^m_{\delta\gamma}(n_{\delta\gamma}), & m \geqslant 1 \\ 0, & m = 0. \end{cases} \tag{16}$$

Из соотношений (13), (14) и (15) следует, что

$$n^m_{\delta\gamma} = n^m_{\delta} + n^m_{\gamma}, \tag{17}$$

т. е. среднее значение суммарного распределения кластеров равно сумме средних значений чисел δ- и фотокластеров при любом m.

Проанализируем роль δ-кластеров при регистрации частицы 2. Для этого выражение (12) перепишем в виде

$$W^m_{\delta\gamma}(n_{\delta\gamma}) = P^m_0(n_{\gamma}, n_{\delta}) + \sum_{j=1}^{m-1} P^m_j(n_{\gamma}, n_{\delta}) + \sum_{j=m}^{\infty} P^m_j(n_{\gamma}, n_{\delta}) =$$

$$= \exp(-n_{\gamma}) \sum_{k=m}^{\infty} P_k(n_{\delta}) + \sum_{j=1}^{m-1} P_j(n_{\gamma}) \left[1 - \sum_{k=0}^{m-j-1} P_k(n_{\delta})\right] + \sum_{j=m}^{\infty} P_j(n_{\gamma}), \tag{18}$$

т. е. мы провели разложение полной эффективности регистрации частицы 2 на члены, описывающие определенные комбинации кластеров.

Первый член разложения (18) описывает ту долю случаев, когда на следе частицы 2 отсутствуют фотокластеры ($j = 0$) и частица регистрируется только по δ-кластерам. Сравнивая его с выражением (10), можем записать

$$P_0^m(n_\gamma, n_\delta) = \exp(-n_\gamma) \sum_{k=m}^{\infty} P_k(n_\delta) = \exp(-n_\gamma) W_\delta^m, \tag{19}$$

откуда следует, что

$$\frac{P_0^m(n_\gamma, n_\delta)}{W_\delta^m} = \exp(-n_\gamma) > \frac{P_0^m(n_\gamma, n_\delta)}{W_{\delta\gamma}^m}, \tag{20}$$

так как $n_{\delta\gamma} > n_\delta$ и неравенство $W_{\delta\gamma}^m > W_\delta^m$ всегда выполняется.

Левая часть соотношения (20) показывает, что эффективность регистрации частицы 2 только по ионизационным потерям в $\exp n_\gamma$ раз меньше, чем эффективность регистрации частицы 1, независимо от порога m. Правая часть соотношения (20) указывает на то, что вклад первого члена разложения (18) в полную эффективность регистрации частицы 2 быстро уменьшается с ростом n_γ.

Второй член разложения (18) описывает ту долю случаев, когда число фотокластеров лежит в интервале $1 \leqslant j < m$. В таких случаях частица 2 регистрируется по переходному излучению, но обязательно в присутствии δ-кластеров, выносящих фотокластеры за порог регистрации.

Наконец, третий член разложения (18) описывает долю случаев, когда число фотокластеров $j \geqslant m$ и частица 2 регистрируется по переходному излучению. Видно, что этот член не зависит от наличия δ-кластеров, так как экспериментальная установка срабатывает при $j \geqslant m$ и без них. При этом не исключается присутствие ($k \geqslant 0$) δ-кластеров. Найдем долю случаев, когда в ситуации, описываемой третьим членом, $k = 0$ и на следе частицы 2 имеются только фотокластеры. Так как первые два члена разложения (18) всегда явно содержат δ-кластеры, условие $k = 0$ может относиться только к третьему члену.

Воспользовавшись соотношением

$$P_0^m(n_\delta, n_\gamma) = \exp(-n_\delta) \sum_{j=m}^{\infty} P_j(n_\gamma) = \exp(-n_\delta) W_\gamma^m(n_\gamma), \tag{21}$$

где $P_0^m(n_\delta, n_\gamma)$ — доля случаев, когда на следе частицы 2 присутствуют только фотокластеры, а $W_\gamma^m(n_\gamma)$ — эффективность регистрации частицы 2 в отсутствие ионизационных потерь при пороге регистрации m, можно показать, что

$$\frac{P_0^m(n_\delta, n_\gamma)}{W_\gamma^m(n_\gamma)} = \exp(-n_\delta) > \frac{P_0^m(n_\delta, n_\gamma)}{W_{\delta\gamma}^m(n_{\delta\gamma})}, \tag{22}$$

так как $n_{\delta\gamma} > n_\gamma$ и неравенство $W_{\delta\gamma}^m(n_{\delta\gamma}) > W_\gamma^m(n_\gamma)$ справедливо всегда.

Левая часть соотношения (22) показывает, что эффективность регистрации частицы 2 только по фотокластерам в $\exp n_\delta$ раз меньше эффективности регистрации частицы 2 в отсутствие ионизационных потерь независимо от m. Правая часть соотношения (22) показывает, что вклад той части третьего члена разложения (18), для которой число δ-кластеров $k=0$, в полную эффективность регистрации частицы 2 быстро уменьшается с ростом n_δ.

На конкретном примере $n_\delta = 1$, $n_\gamma = 3$ проследим за тем, как изменяется с ростом m абсолютный и относительный вклады членов разложения (18). На рис. 2 сплошными кривыми изображены полная эффективность $W_{\delta\gamma}$ регистрации частицы 2 и абсолютные вклады всех трех членов разложения (которые обозначены через W_1, W_2 и W_3). Видно, что W_1 и W_3 так же, как и полная эффективность $W_{\delta\gamma}$, монотонно уменьшаются с ростом m. Исключение составляет эффективность W_2, которая с ростом m проходит через экстремум. Кроме того, при $m = 1$ $W_2 = 0$, т. е. запрещены случаи выноса фотокластеров за порог регистрации. Пунктиром на рис. 2 изображены относительные эффективности, т. е. вклады в $W_{\delta\gamma}$ второго и третьего членов разложения (18), обозначенные через W_2' и W_3'. Видно, что при небольших m почти вся эффективность регистрации частицы 2 связана с W_3, т. е. с фотокластерами. С ростом m увеличивается роль члена W_2. При $m=5$ $W_2'=W_3'$, при $m>5$ доминирует второй член, обусловленный выносом фотокластеров за порог регистрации. Ясно, что при других значениях n_δ и n_γ роль того или иного члена в разложении (18) может измениться.

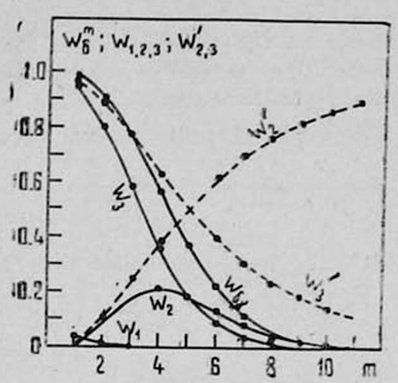

Рис. 2

В заключение авторы выражают благодарность М. П. Лорикяну и Ян Ши за интерес к работе и полезные обсуждения, а также А. Г. Оганесяну за сделанные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Алиханян А. И. и др.* Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий. Изд. ЕФИ, 1977, с. 619—637.
2. *Испирян К. А., Князян С. Г., Маргарян А. Т.* Там же, с 209—235.
3. *Deutschman M. et al.* Preprint CERN—EP/80—155, 1980.
4. *Астабатян Р. А. и др.* Препринт ЕФИ—407 (14)—80, Ереван, 1980.
5. *Авакян К. М. и др.* Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 267 (1970).
6. *Шихляров К. К.* Препринт ЕФИ—74 (74), Ереван, 1974.

ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄՈՎ ՈՒՂԵԿՑՎՈՂ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՀԵՏՔԻ ՎՐԱ ԱՌԱՋԱՑԱԾ ԿԼԱՍՏԵՐՆԵՐԻ ԲԱՇԽՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Մ. Ս. ԿՈՐԴՈՆՍԿԻ, Ռ. Ա. ՍԱՐԴԱՐՅԱՆ, Կ. Կ. ՇԻԽԼՅԱՐՈՎ

Ցույց է տրված, որ անցումային ճառագայթումով ուղեկցվող մասնիկների հետքին առաջացած δ- և ֆոտոկլաստերների բոլոր կոմբինացիաների հաշվառման դեպքում նրանց բաշխումները

առանձին-առանձին ենթարկվում են Պուասոնի բաշխմանը, եթե գումարային բաշխումը նույնպես պուասոնյան է։ Ստացված են նաև δ- և ֆոտոկլաստերների բաշխումները այն դեպքում, երբ մտցված է կլաստերների գրանցման փորձարարական շեմ ըստ նրանց թվի, և այդ բաշխումների օգնությամբ ստացված են ընդհանուր դեպքում δ- և ֆոտոկլաստերների միջին թվի որոշման համար բանաձևեր։

ON THE DISTRIBUTION OF CLUSTERS ALONG THE TRACKS OF PARTICLES ACCOMPANIED WITH TRANSITION RADIATION

M. S. KORDONSKIJ, R. A. SARDARYAN, K. K. SHIKHLYAROV

It is shown that the distributions of δ- and photoclusters along the tracks of particles accompanied with transition radiation each possess a Poisson distribution, provided that all the combinations of clusters are taken into account and that their summary distribution is also a Poisson one. At the introduction of experimental threshold of cluster number detection, the distributions of δ- and photoclusters essentially differed from the Poisson ones. By their means formulae for the determination of the average number of δ- and photoclusters were obtained in the general case, and the decomposition of total efficiency of particle detection into components allowing to estimate the contribution of different combinations of clusters was made.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 3, 160—166 (1987)

УДК 537.611.43

ЭПР ИССЛЕДОВАНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ СТРУКТУРЫ ФТАЛОЦИАНИНОВ МЕДИ И ЦИНКА, ЛЕГИРОВАННЫХ НАТРИЕМ

А. Р. АРУТЮНЯН, Л. С. ГРИГОРЯН, Э. Г. ШАРОЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 2 марта 1986 г.)

Экспериментально исследовано взаимодействие между поликристаллическими образцами фталоцианинов меди ($CuPc$) и цинка ($ZnPc$) β-модификации и парами натрия, в результате которого образуются соединения $Na_x(MPc)$ ($M = Cu$, Zn) с $0 < x \leqslant 11$. Методом ЭПР установлено, что в зависимости от концентрации натрия можно осуществлять до четырех последовательных переносов электронов от атомов натрия к молекуле MPc. Рассмотрены изменения электронной структуры молекул MPc в зависимости от степени легирования.

В работе [1] методом ЭПР исследовано взаимодействие между поликристаллическими образцами H_2Pc β-модификации и натрием. Известно, что кристаллы H_2Pc, $CuPc$ и $ZnPc$ ($Pc = C_{32}H_{16}N_8$) β-модификации обладают сходными кристаллическими структурами [2]. Вместе с тем металлофталоцианины MPc (в частности, $CuPc$ и $ZnPc$) имеют ряд