

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

ДУБНА



СЗ41.2g

Б-865

2799/1-74

P5 - 7881

Б.Бочев, Л.Александров, Т.Куцарова

О ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ  
КАСКАДНЫХ ПЕРЕХОДОВ ЯДЕРНЫХ ПОЛОС  
ПРИ ДОПЛЕРОВСКОМ СМЕЩЕНИИ

(Рассмотрение без дополнительного притока).

**1974**

ЛАБОРАТОРИЯ ЯДЕРНЫХ РЕАКЦИЙ

P5 - 7881

Б.Бочев, Л.Александров, Т.Куцарова

**О ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИИ ГАММА-ИЗЛУЧЕНИЯ  
КАСКАДНЫХ ПЕРЕХОДОВ ЯДЕРНЫХ ПОЛОС  
ПРИ ДОПЛЕРОВСКОМ СМЕЩЕНИИ**  
(Рассмотрение без дополнительного притока).

Объединенный институт  
ядерных исследований  
БИБЛИОТЕКА

Бочев Б., Александров Л., Куцарова Т.

P5 - 7881

О перераспределении гамма-излучения каскадных переходов ядерных полос при доплеровском смещении (рассмотрение без дополнительного потока)

Выводятся математические модели перераспределения гамма-излучения каскадных переходов ядерных полос при доплеровском смещении. Процесс рассматривается без дополнительных потоков. Рассмотрены разные случаи в зависимости от условий, накладываемых на средние времена жизни. Решением обратной задачи определяются средние времена жизни возбужденных состояний из экспериментальных отношений амплитуд, в методе доплеровского смещения. Приводится численный пример анализа выведенных моделей в частном случае.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований  
Дубна, 1974

Bochev B., Alexandrov L., Kutsarova T.

P5 - 7881

On the Cascade Gamma-Ray Redistribution  
in the Recoil-Distance-Doppler-Shift Method

Mathematical models usefull for the recoil-distance-Doppler-shift studies of cascade gamma-ray redistribution are derived. The process is considered without side feeding. Several cases are considered under different conditions on the mean lifetimes. By solving the reverse problem the mean lifetimes of the excited nuclear states are determined, using the experimental gamma-ray intensity ratios. Numerical example of analysis of one of derived models is given.

Communications of the Joint Institute for Nuclear Research.  
Dubna, 1974

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Изучение времен жизни возбужденных ядерных состояний позволяет получить абсолютные матричные элементы переходов и сопоставить полученные результаты с существующими модельными волновыми функциями. Большое распространение получил метод, основанный на использовании эффекта доплеровского смещения гамма-излучения возбужденных ядер, образованных в реакции и распадающихся на лету  $^{1/}$ . Средние времена жизни  $\tau_i$  возбужденных состояний определяются из экспериментальных значений  $R_i(T)$  на основе зависимости

$$R_i(T) = \frac{N_i^u(T)}{N_i^u(T) + N_i^s(T)}, \quad /1/$$

где количество нераспавшихся ядер  $N_i^u$  и количество распавшихся ядер  $N_i^s$  в  $i$ -том состоянии за полное время пролета  $T$  зависят от  $\tau_k$  ( $k=1, \dots, i$ ). Это приводит к необходимости нахождения аналитического вида зависимости  $N_i^u$  и  $N_i^s$  от  $\tau_i$  для произвольного количества возбужденных уровней полосы.

Далее обозначаем:  $D$  - расстояние мишень-стоппер;  $v$  - скорость ядер отдачи;  $T=D/v$ ; индексом  $u$  - нераспавшиеся, индексом  $s$  - распавшиеся  $i$ -тые состояния для  $0 \leq t \leq T$ ;  $T_{\text{изм}}$  - время измерения. В настоящей

работе выводятся некоторые математические модели перераспределения гамма-излучения каскадных переходов и на их основе ставится обратная задача определения  $\tau_i$ . В конце работы дается численный пример анализа одной из найденных моделей.

Результаты работы получены на основе следующих предположений:

а/ известно, что в реакциях составного ядра с использованием тяжелых ионов с массой  $A \sim 40$  заселение коллективных полос происходит почти полностью при достаточно высоких значениях спина <sup>2/</sup>. В рассматриваемых нами моделях это позволяет пренебречь побочным заселением;

б/ дифференциальное сечение рассеяния Резерфорда ядер отдачи на большие углы во много раз меньше, чем на углы, близкие к нулю. На основании этого можем пренебречь эффектами обратно рассеянных ядер отдачи от стоппера;

в/ время измерения  $T_{изм}$  всегда на много больше полного времени пролета  $T$ . Это дает возможность процесс перераспределения рассматривать как пуассоновский с непрерывным временем. В таком асимптотическом приближении оправдано использование дифференциальных уравнений с постоянными коэффициентами <sup>3/</sup>.

## 2. ВЫВОД ОСНОВНЫХ СООТНОШЕНИЙ

Пусть каскад состоит из  $n$  возбужденных состояний. Отсутствие дополнительного притока и сохранение общего количества ядер  $N$  за время  $T_{изм}$  эквивалентно соотношениям:

$$N_i^u(T) + N_i^s(T) = N, \quad (i=1, \dots, n).$$

Индекс  $n$  относим к самому нижнему состоянию. /Например,  $2^+$  в ротационной полосе четно-четных ядер/.

Кроме соотношений /1/, очевидно, при  $T \rightarrow \infty$  имеет место:

$$N_i^u(0) = N_i^s(T) = N, \quad (i=1, \dots, n),$$

/2/

$$N_i^u(T) = N_i^s(0) = 0, \quad (i=1, \dots, n).$$

При данном значении  $t=T$  количество нераспавшихся ядер в  $i$ -том состоянии  $N_i^u$  состоит из  $i$  компонент:

$$N_i^u(T) = \sum_{a=1}^i N_{ia}^u(T) \quad (i=1, \dots, n). \quad /3/$$

Если учесть, что  $T_{изм}$  намного больше чем  $T$ , равенство /3/ вытекает из того, что  $N_i^u$  зависит только от предыдущих состояний  $1, \dots, i$ , /но не от последующих состояний:  $i+1, \dots, n$  /. С другой стороны, очевидно, что парциальный вклад  $N_{ia}^u(T)$  сохраняется и запитывает все последующие состояния  $i+1, \dots, n$ . На основе этого заключаем, что имеют место равенства:

$$N_{ia}^u(T) = N_{ka}^u(T) \quad (k=1, \dots, i; a=1, \dots, k). \quad /4/$$

Рекуррентная формула /4/ позволяет определить все  $\{N_{ia}^u\}$ , за исключением  $\{N_{ii}^u\}$ .

В случае  $i=a$  скорость изменения  $N_{i+1, i+1}^u$  складывается из накопления  $N_{ii}^u$  и распада  $N_{i+1, i+1}^u$ , поэтому имеет место следующая система дифференциальных уравнений

$$\frac{d}{dt} N_{ii}^u(t) = -\frac{1}{\tau_i} N_{ii}^u(t),$$

$$\frac{d}{dt} N_{i+1, i+1}^u(t) = \frac{1}{\tau_i} N_{ii}^u(t) - \frac{1}{\tau_{i+1}} N_{i+1, i+1}^u(t), \quad /5/$$

$$(0 \leq t \leq T; \quad i=1, \dots, n-1).$$

Систему /5/ будем рассматривать с начальными условиями

ми

$$N_{ii}^u(0) = \delta_{1i} N \quad (i=1, \dots, n), \quad /6/$$

где  $N$  - общее количество ядер за время  $T$  изм.  $/\delta_{1i}$  - кронекеров символ/, которые следует из /2/ и /3/.

Решение задачи Коши /5/-/6/ относительно разных предположений о  $\tau_i$  ( $i=1, \dots, n$ ) дает возможность вывести соответствующие конкретные случаи моделей для перераспределения излучения каскадных переходов в ядерных полосах.

### 3. СЛУЧАЙ РОТАЦИОННОЙ ПОЛОСЫ

Сначала рассмотрим случай, когда все  $\tau_i$  разные:

$$\tau_i \neq \tau_k \quad (i=1, \dots, n; k=i+1, \dots, n). \quad /7/$$

Решение задачи /5/-/6/ при  $t=T$  дается выражением:

$$N_{ii}^u(T) = N \sum_{a=1}^i \frac{\tau_a^{i-2} \tau_i}{\prod_{\substack{\ell=1 \\ \ell \neq a}}^i (\tau_a - \tau_\ell)} e^{-\frac{T}{\tau_a}} \quad (i=1, \dots, n). \quad /8/$$

Подставляя /8/ в /3/ и учитывая /4/, для количества нераспавшихся ядер в  $i$ -том состоянии получаем:

$$\begin{aligned} N_i^u(T) &= \sum_{a=1}^i N_{ia}^u(T) = \sum_{k=1}^i N_{kk}^u(T) = \quad /9/ \\ &= N \sum_{k=1}^i \sum_{s=1}^k \frac{\tau_s^{k-2} \tau_k}{\prod_{\substack{\ell=1 \\ \ell \neq s}}^k (\tau_s - \tau_\ell)} e^{-\frac{T}{\tau_s}} = N \sum_{k=1}^i \frac{\tau_k^{i-1}}{\prod_{\substack{\ell=1 \\ \ell \neq k}}^i (\tau_k - \tau_\ell)} e^{-\frac{T}{\tau_k}} \end{aligned}$$

Справедливость равенства /9/ для любого  $i$  доказывается методом полной математической индукции.

Для  $i=1$  из /5/ и /6/ получается  $N_1^u(T) = N e^{-\frac{T}{\tau_1}}$ .

Предположим, что верно соотношение /9/ для некоторого  $i > 1$ . Докажем, что оно верно и для  $i+1$ . Учитывая /3/, /4/ и /9/, получаем:

$$N_{i+1}^u(T) = N_i^u(T) + N_{i+1, i+1}^u(T) =$$

$$N \sum_{k=1}^{i+1} \frac{\tau_k^i}{\prod_{\substack{\ell=1 \\ \ell \neq k}}^{i+1} (\tau_k - \tau_\ell)} e^{-\frac{T}{\tau_k}} = N_{i+1}^u(T).$$

Таким образом, /9/ является искомым решением для ротационной полосы, состоящей из произвольного числа возбужденных состояний.

### 4. СЛУЧАЙ "ИСКАЖЕННОЙ" ПОЛОСЫ

Предположим, что все  $\tau_i$  ( $i=1, \dots, n$ ) равны между собой:

$$\tau_1 = \tau_2 = \dots = \tau_n = \tau. \quad /10/$$

Система дифференциальных уравнений, аналогичная системе /5/, соответственно, принимает вид:

$$\frac{d}{dt} N_{11}^u(t) = -\frac{1}{\tau} N_{11}^u(t),$$

$$\frac{d}{dt} N_{i+1, i+1}^u(t) = \frac{1}{\tau} [N_{ii}^u(t) - N_{i+1, i+1}^u(t)], \quad /11/$$

$$(0 \leq t \leq T; \quad i = 1, \dots, n-1).$$

Решая задачу /11/-/6/, для перераспределений каскадных переходов  $N_i^u$  ( $i=1, \dots, n$ ) в этом случае с учетом /3/ и /4/ получаем:

$$N_i^u(T) = N \sum_{k=0}^{i-1} \frac{1}{k!} \left(\frac{T}{r}\right)^k e^{-\frac{T}{r}} \quad /12/$$

### 5. ПОЛОСА С "ИСКАЖЕННЫМ" УЧАСТКОМ

Рассмотрим случай, обобщающий в некоторой мере предыдущие два. Пусть для  $\{\tau_k\}$  имеют место соотношения:

$$\tau_k \neq \tau_{k+\ell} \quad (k=1, \dots, m-1; \ell=1, \dots, m-2),$$

$$\tau_k = \tau_{k+1} \quad (k=m, \dots, m+n-1),$$

$$\tau_k \neq \tau_{k+\ell} \quad (k=m+n, \dots, m+n+r; \ell=m+n, \dots, m+n+r-1),$$

$$(m \geq 1, n \geq 0, r \geq 0).$$

Для этого случая можно решить соответствующую задачу Коши и найти нужное выражение для  $N_i^u(T)$ . Отметим, что к зависимости, аналогичной зависимостям /9/ и /12/ для рассматриваемого случая, можно прийти непосредственно из соотношения /9/ при переходе к пределу для случая равных  $\tau_m$ . Для количества нераспавшихся ядер в  $m+n+r$ -том состоянии при  $t=T$  получаем:

$$N_{m+n+r}^u(T) = N \left\{ \sum_{i=1}^{m-1} \frac{\tau_i^{m+n+r-1}}{(\tau_i - \tau_{m+n})^{n+1} \left[ \prod_{\substack{\ell=1 \\ \ell \neq i}}^{m-1} (\tau_i - \tau_\ell) \right] \left[ \prod_{f=1}^r (\tau_i - \tau_{m+n+f}) \right]} \right\} e^{-\frac{T}{\tau_i}} +$$

$$+ \prod_{s=0}^n \frac{1}{s!} ([D^s P_s(\theta)]_{\theta \equiv \tau_{m+s}}) +$$

$$+ \sum_{g=1}^r \frac{\tau_{m+n+r-1}^{m+n+r-1}}{\tau_{m+n+g}^{m+n+g}} e^{-\frac{T}{\tau_{m+n+g}}},$$

$$\left( \tau_{m+n+g} - \tau_{m+n} \right)^{n+1} \left[ \prod_{\ell=1}^{m-1} (\tau_{m+n+g} - \tau_\ell) \right] \left[ \prod_{\substack{h=1 \\ h \neq g}}^r (\tau_{m+n+g} - \tau_{m+n+h}) \right] \quad /13/$$

$$P_s(\theta \equiv \tau_{m+s-1}) = (\tau_{m+s-1} - \tau_{m+s})^s \frac{\tau_m^{m+n+r-1}}{\prod_{\substack{\ell=1 \\ \ell \neq m}}^{m+n+r} (\tau_m - \tau_\ell)} e^{-\frac{T}{\tau_m}}$$

Очевидно, зависимость /13/ содержит рассмотренные в п.п. 3,4 случая. В зависимости /13/, однако, содержится ряд новых случаев, представляющих некоторый интерес. Так, например, из /13/ получаем следующие новые случаи:

а/ полоса с "искаженным" началом

$$\tau_k = \tau_{k+1} \quad (k=1, \dots, n),$$

/14/

$$\tau_k \neq \tau_{k+\ell} \quad (k=n+1, \dots, n+r+1; \ell=n+1, \dots, n+r).$$

Для этого случая в /13/ достаточно положить  $m=1$ .

б/ полоса с "искаженным" концом.

$$\tau_k \neq \tau_{k+\ell} \quad (k=1, \dots, m-1; \ell=1, \dots, m-2),$$

/15/

$$\tau_k = \tau_{k+1} \quad (k=m, \dots, m+n-1).$$

Решение получается, если в /13/ положим  $r=0$ .

## 6. ЧИСЛЕННОЕ РЕШЕНИЕ ОБРАТНОЙ ЗАДАЧИ О ПЕРЕРАСПРЕДЕЛЕНИИ

Численное решение переопределенных систем уравнений экспоненциального типа является сильно неустойчивой задачей относительно колебаний входных данных, а также относительно ошибок округлений при выполнении арифметических операций /4/. К таким вычислительным задачам сводится анализ выведенных в предыдущих пунктах моделей перераспределения гамма-излучения каскадных переходов. Существующий опыт показывает /5/, что приближенное решение поставленных обратных задач нахождения  $\tau_i$  ( $i=1, \dots, n$ ) из экспериментальных значений  $R_i$  можно осуществить на основе регуляризованных итерационных процессов типа Гаусса-Ньютона /4,5/.

Приведем конкретный пример нахождения средних времен жизни ротационной полосы основного состояния  $^{160}\text{Yb}$ , который получается в реакции ( $^{40}\text{Ar}, 4n$ ). Для этой цели применяем стандартную программу COMPIL /Библиотека программ ОИЯИ - Дубна С-401/, использующую подпрограмму REGN /6/. В таблице /стр. 13 и 14/ приводятся входные данные  $R_i(D_j) = J_i^u(J_i^u + J_i^s)^{-1}$  ( $i=1, \dots, 5$ ;  $j=0, \dots, 12$ ). Индекс  $i=1$  соответствует в этом случае состоянию со спином  $I=10\hbar$ . Здесь  $J_i^u$  и  $J_i^s$  - амплитуды гамма-переходов  $i$ -ого состояния, с учетом имеющих место предварительных поправок для отстранения систематических искажений. В этой таблице величины  $1/g_i$  ( $i=1, \dots, 5$ ) - представляют собой применяемые в данном случае нестатистические веса.

Задача сводится к определению величин  $\tau_i$  ( $i=1, \dots, 5$ ) из системы, состоящей из 64 уравнений:

$$R_1(D_j) = \frac{\tau_1}{\tau_1 - \tau_2} e^{-\frac{D_j}{v\tau_1}} + \frac{\tau_2}{\tau_2 - \tau_1} e^{-\frac{D_j}{v\tau_2}}, \quad (j=0, \dots, 12)$$

$$R_5(D_j) = \sum_{k=1}^6 \frac{\tau_k^5}{\prod_{\substack{\ell=1 \\ \ell \neq k}}^6 (\tau_k - \tau_\ell)} e^{-\frac{D_j}{v\tau_k}} \quad /16/$$

которая получается из соотношений /1/ и /9/. Скорость ядер отдачи имеет значения  $v = 6,15$  мкм/псек.

Полученный вычислительный процесс для решения задачи /16/ приводится на стр. 15 и 16. Относительно его реализации необходимо сделать следующие замечания:

1. Задачу /16/ относим к типу  $k=3$ ,  $kk=4$  /6, стр. 24/. Она имеет четырехмерную структуру входных данных. /см. программу TIMLIF стр. 12/.

2. При построении приближений матрицы Якоби применялось численное дифференцирование с шагом, зависящим от неизвестных /6, стр. 17/.

3. Критерием решения задачи являются величина максимального отклонения входных данных от восстановленных MAX DEF и величина  $\chi^2(\text{HISQ})$  /см. 6, стр. 22/.

4. При работе с нестатистическими весами также можно воспользоваться теорией ошибок для оценки решения на основе метода наименьших квадратов /применяемого к наилучшей итерации /7,8/.

5. Попытки решения данной задачи без регуляризации /обыкновенный гаусс-ньютоновский процесс/ приводит к расходимости процесса.

## 7. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе выведены аналитические зависимости  $\{N_i^u\}$  и  $\{N_i^s\}$  - количества нераспавшихся и распавшихся ядер при разных предположениях о временах жизни уровней  $\{\tau_i\}$  и некоторых упрощающих предположениях, например, об отсутствии дополнительного притока.

Из приведенного численного примера видно, что выведенные математические модели хорошо описывают процесс перераспределения гамма-излучения каскадных переходов.

Найденные модели можно эффективно использовать при помощи ЭВМ для нахождения новой физической информации - времен жизни уровней коллективных полос и среднего времени заселения полосы из эксперименталь-



```

PROGRAM TIMLIF (INPUT,OUTPUT)
COMMON/OUTM/ITN,KPN,KPFN/LC/LC
COMMON/TYP/K,KK/ARPN/TN,A1N/ITS/ITS
COMMON/DROPX/DX(100)
DIMENSION Z(20,20),XX(20),YR(500)
DIMENSION ZL(6,6)
M=260
N=6
K=3
KK=4
KPN=1
KPFN=4
MW=M/4
DO 5 I=1,MW
J1=4*(I-1)+1
J2=4*(I-1)+2
J3=4*(I-1)+3
J4=4*I
READ20,YR(J1),YR(J2),YR(J3),YR(J4)
PRINT 21,YR(J1),YR(J2),YR(J3),YR(J4)
5 CONTINUE
XX(1)=2.
XX(2)=1
XX(3)=3
XX(4)=10.
XX(5)=20.
XX(6)=100.
D=100.0001
ITN=300
LC=0
20 CALL COMPIL(M,M,D,EI,Z,ZL,XX,YR)
FORMAT(4F10.3)
21 FORMAT(/10X,4(F10.3,2X))
END

SUBROUTINE RELADI (N,MP,INDEX,T,Y,DF)
COMMON /X/X(10)
DIMENSION T(N),DF(N)
BH=20.
V=6.15
K=INT(X(1))+1
Y=0.
DO 1 J=1,K
P=1.
DO 2 L=1,K
IF(J-L)4,2,4
P=P*(T(J)-T(L))
4 CONTINUE
W=-X(2)/(V*T(J))
IF (ABS(W)-BH) 10,10,11
11 EXPR=0.
GOTO 12
10 EXPR=EXP(W)
12 CONTINUE
Y=Y+(T(J)**(K-1)/P)*EXPR
1 RETURN
END

```

	R	(1/5) * 4000	K	D	R	(1/5) * 1000	K	D
	1.000	1.000	1.000	0.000	.320	50.000	1.000	90.000
	1.000	1.000	2.000	0.000	.350	50.000	2.000	90.000
	1.000	1.000	3.000	0.000	.420	50.000	3.000	90.000
	1.000	1.000	4.000	0.000	.600	60.000	4.000	90.000
	1.000	1.000	5.000	0.000	1.000	10.000	5.000	90.000
	.630	50.000	1.000	37.000	.230	100.000	1.000	110.000
	.720	50.000	2.000	37.000	.270	150.000	2.000	110.000
	.860	50.000	3.000	37.000	.350	200.000	3.000	110.000
	.980	20.000	4.000	37.000	.700	70.000	4.000	110.000
	1.000	10.000	5.000	37.000	1.000	10.000	5.000	110.000
	.460	70.000	1.000	60.000	.160	140.000	1.000	142.000
	.530	60.000	2.000	60.000	.180	160.000	2.000	142.000
	.680	60.000	3.000	60.000	.230	150.000	3.000	142.000
	.920	60.000	4.000	60.000	.520	80.000	4.000	142.000
	1.000	10.000	5.000	60.000	1.000	10.000	5.000	142.000
	.410	100.000	1.000	72.000	.090	180.000	1.000	177.000
	.430	150.000	2.000	72.000	.110	130.000	2.000	177.000
	.560	150.000	3.000	72.000	.140	200.000	3.000	177.000
	.850	100.000	4.000	72.000	.400	70.000	4.000	177.000
	1.000	10.000	5.000	72.000	1.000	10.000	5.000	177.000



R	(1/2)*1000	K	D	R	(1/2)*1000	K	D
0.000	100.000	1.000	222.000	0.000	50.000	1.000	1522.000
0.000	100.000	2.000	222.000	0.000	50.000	2.000	1522.000
0.000	100.000	3.000	222.000	0.000	50.000	3.000	1522.000
.240	120.000	4.000	222.000	0.000	50.000	4.000	1522.000
.900	100.000	5.000	222.000	.270	80.000	5.000	1522.000
0.000	50.000	1.000	522.000				
0.000	50.000	2.000	522.000				
0.000	50.000	3.000	522.000				
0.000	50.000	4.000	522.000				
.730	70.000	5.000	522.000				
0.000	50.000	1.000	828.000				
0.000	50.000	2.000	828.000				
0.000	50.000	3.000	828.000				
0.000	50.000	4.000	828.000				
.570	50.000	5.000	828.000				
0.000	50.000	1.000	1078.000				
0.000	50.000	2.000	1078.000				
0.000	50.000	3.000	1078.000				
0.000	50.000	4.000	1078.000				
.640	50.000	5.000	1078.000				

K = 1. соопозитивтер нерехоу 10 - 8

K = 2. соопозитивтер нерехоу 8 - 6

K = 3. соопозитивтер нерехоу 6 - 4

K = 4. соопозитивтер нерехоу 4 - 2

K = 5. соопозитивтер нерехоу 2 - 0

(D) = МКМ

EXTITT	INTITT	RO	MAX DEFECT	HI SQ	TAU	COND	EPS
0	0	.2612824E-02	.1067342E-01	.2448290E-01	.2035361E-02	0.	.2035361E-03
UNKNOWN							
X( 1) =	.200000000E+01 X( 2) =	.100000000E+01 X( 3) =	.100000000E+01 X( 4) =	.300000000E+01 X( 5) =	.100000000E+01 X( 6) =	.100000000E+01 X( 7) =	.100000000E+01 X( 8) =
X( 5) =	.200000000E+02 X( 6) =	.100000000E+03					
EXTITT	INTITT	RO	MAX DEFECT	HI SQ	TAU	COND	EPS
1	4	.2612824E-02	.6422059E-02	.1525743E-01	.2035361E-02	.4281730E+01	8168175E-03
UNKNOWN							
X( 1) =	.3200233014E+01 X( 2) =	.1770896530E+01 X( 3) =	.3248211991E+01 X( 4) =	.9630805632E+01			
X( 5) =	.1988768122E+02 X( 6) =	.1000431527E+03					
EXTITT	INTITT	RO	MAX DEFECT	HI SQ	TAU	COND	EPS
1	4	.1682862E-02	.5113311E-02	.1147780E-01	.1902695E-02	.3405198E+01	.9828737E-03
UNKNOWN							
X( 1) =	.4112672853E+01 X( 2) =	.2371272524E+01 X( 3) =	.3146799841E+01 X( 4) =	.9280791687E+01			
X( 5) =	.1981057133E+02 X( 6) =	.1000778320E+03					
EXTITT	INTITT	RO	MAX DEFECT	HI SQ	TAU	COND	EPS
1	0	.5843303E-03	.4409332E-02	.9764707E-02	.1508266E-02	.3117061E+01	.9828757E-03
UNKNOWN							
X( 1) =	.4656938989E+01 X( 2) =	.2781907049E+01 X( 3) =	.2906724551E+01 X( 4) =	.8923900018E+01			
X( 5) =	.1972531144E+02 X( 6) =	.1001121017E+03					
EXTITT	INTITT	RO	MAX DEFECT	HI SQ	TAU	COND	EPS
50	0	.2538701E-04	.4052231E-02	.1604780E-02	.1316146E-02	.2710675E+02	.5065960E-04
UNKNOWN							
X( 1) =	.1163848847E+02 X( 2) =	.8613391747E+00 X( 3) =	.1304752598E+01 X( 4) =	.2602414218E+01			
X( 5) =	.1368077636E+02 X( 6) =	.1203665631E+03					
EXTITT	INTITT	RO	MAX DEFECT	HI SQ	TAU	COND	EPS
100	0	.1150781E-04	.4255735E-02	.7070790E-03	.1332422E-02	.5828352E+02	.2326968E-04
UNKNOWN							
X( 1) =	.1163848847E+02 X( 2) =	.8613391747E+00 X( 3) =	.1304752598E+01 X( 4) =	.2602414218E+01			
X( 5) =	.1254549887E+02 X( 6) =	.1423513385E+03					
EXTITT	INTITT	RO	MAX DEFECT	HI SQ	TAU	COND	EPS
150	0	.2962795E-05	.3774634E-02	.3677862E-03	.1344611E-02	.2142260E+03	.6163429E-05
UNKNOWN							
X( 1) =	.1159125972E+02 X( 2) =	.9183237837E+00 X( 3) =	.1296127749E+01 X( 4) =	.2713848086E+01			
X( 5) =	.1188935546E+02 X( 6) =	.1699186934E+03					

DEFECTS

D(1)	=	0.
D(2)	=	-.7105427358E-14 D(3) = -.7105427358E-14 D(4) = 0.
D(5)	=	-.3998933321E-04
D(6)	=	-.3998933321E-04
D(7)	=	-.3998933321E-04
D(8)	=	-.3998933321E-04
D(9)	=	-.3998933321E-04
D(10)	=	-.3998933321E-04
D(11)	=	-.3998933321E-04
D(12)	=	-.3998933321E-04
D(13)	=	-.3998933321E-04
D(14)	=	-.3998933321E-04
D(15)	=	-.3998933321E-04
D(16)	=	-.3998933321E-04
D(17)	=	-.3998933321E-04
D(18)	=	-.3998933321E-04
D(19)	=	-.3998933321E-04
D(20)	=	-.3998933321E-04
D(21)	=	-.3998933321E-04
D(22)	=	-.3998933321E-04
D(23)	=	-.3998933321E-04
D(24)	=	-.3998933321E-04
D(25)	=	-.3998933321E-04
D(26)	=	-.3998933321E-04
D(27)	=	-.3998933321E-04
D(28)	=	-.3998933321E-04
D(29)	=	-.3998933321E-04
D(30)	=	-.3998933321E-04
D(31)	=	-.3998933321E-04
D(32)	=	-.3998933321E-04
D(33)	=	-.3998933321E-04
D(34)	=	-.3998933321E-04
D(35)	=	-.3998933321E-04
D(36)	=	-.3998933321E-04
D(37)	=	-.3998933321E-04
D(38)	=	-.3998933321E-04
D(39)	=	-.3998933321E-04
D(40)	=	-.3998933321E-04
D(41)	=	-.3998933321E-04
D(42)	=	-.3998933321E-04
D(43)	=	-.3998933321E-04
D(44)	=	-.3998933321E-04
D(45)	=	-.3998933321E-04
D(46)	=	-.3998933321E-04
D(47)	=	-.3998933321E-04
D(48)	=	-.3998933321E-04
D(49)	=	-.3998933321E-04
D(50)	=	-.3998933321E-04
D(51)	=	-.3998933321E-04
D(52)	=	-.3998933321E-04
D(53)	=	-.3998933321E-04
D(54)	=	-.3998933321E-04
D(55)	=	-.3998933321E-04
D(56)	=	-.3998933321E-04
D(57)	=	-.3998933321E-04
D(58)	=	-.3998933321E-04
D(59)	=	-.3998933321E-04
D(60)	=	-.3998933321E-04
D(61)	=	-.3998933321E-04
D(62)	=	-.3998933321E-04
D(63)	=	-.3998933321E-04
D(64)	=	-.3998933321E-04
D(65)	=	-.3998933321E-04
D(66)	=	-.3998933321E-04
D(67)	=	-.3998933321E-04
D(68)	=	-.3998933321E-04
D(69)	=	-.3998933321E-04
D(70)	=	-.3998933321E-04
D(71)	=	-.3998933321E-04
D(72)	=	-.3998933321E-04
D(73)	=	-.3998933321E-04
D(74)	=	-.3998933321E-04
D(75)	=	-.3998933321E-04
D(76)	=	-.3998933321E-04
D(77)	=	-.3998933321E-04
D(78)	=	-.3998933321E-04
D(79)	=	-.3998933321E-04
D(80)	=	-.3998933321E-04
D(81)	=	-.3998933321E-04
D(82)	=	-.3998933321E-04
D(83)	=	-.3998933321E-04
D(84)	=	-.3998933321E-04
D(85)	=	-.3998933321E-04
D(86)	=	-.3998933321E-04
D(87)	=	-.3998933321E-04
D(88)	=	-.3998933321E-04
D(89)	=	-.3998933321E-04
D(90)	=	-.3998933321E-04
D(91)	=	-.3998933321E-04
D(92)	=	-.3998933321E-04
D(93)	=	-.3998933321E-04
D(94)	=	-.3998933321E-04
D(95)	=	-.3998933321E-04
D(96)	=	-.3998933321E-04
D(97)	=	-.3998933321E-04
D(98)	=	-.3998933321E-04
D(99)	=	-.3998933321E-04
D(100)	=	-.3998933321E-04

INITI 0  
 MAX DEFECT 0  
 HI SQ 0  
 TAU 0  
 COND 0  
 EPS 0

UNKNOWN

X(1)	=	1.157335233E+02 B(1) = 1.00000 B(2) = -.74761 B(3) = .12843 B(4) = .00754 B(5) = -.15798
X(2)	=	-.3622031207E+00 B(1) = -.02411 B(2) = -.74761 B(3) = -.57763 B(4) = -.00931 B(5) = .11983
X(3)	=	-.305755575E+00 B(1) = .01805 B(2) = -.57763 B(3) = 1.00000 B(4) = -.45985 B(5) = -.00908
X(4)	=	-.2806323661E+00 B(1) = -.00284 B(2) = -.00931 B(3) = -.45985 B(4) = 1.00000 B(5) = -.39937
X(5)	=	-.2726121413E+01 B(1) = .00754 B(2) = .11983 B(3) = -.00908 B(4) = -.39937 B(5) = 1.00000
X(6)	=	-.2463471594E+00 B(1) = .01762 B(2) = .11983 B(3) = -.00908 B(4) = -.39937 B(5) = 1.00000
X(7)	=	-.1165342005E+02 B(1) = -.14617 B(2) = .01805 B(3) = -.00284 B(4) = .01762 B(5) = -.14617
X(8)	=	-.5632012287E+00 B(1) = -.02411 B(2) = .01805 B(3) = -.00284 B(4) = .01762 B(5) = -.14617
X(9)	=	-.5189269052E+01 B(1) = 1.00000 B(2) = .01805 B(3) = -.00284 B(4) = .01762 B(5) = -.14617

ных отношений амплитуд гамма-переходов в методе доплеровского смещения.

Для решения предложенных обратных задач успешно применяются регуляризованные итерационные процессы Гаусса-Ньютона. Отметим, что на практике наблюдается ослабление зависимости решения от начального приближения, а также устойчивость итерационного процесса.

Авторы признательны академику Г.Н.Флерову и Ю.Ц.Оганесяну за постоянный интерес и внимание к работе, С.А.Карамяну за полезные дискуссии и Д.Х.Караджову за консультации при работе ЭВМ.

### Литература

1. A.Z.Schwarzschild and E.K.Warburton. *Ann.Rev.Nucl.Sci.*, 18, 265 (1968).
2. J.O.Newton, F.S.Stephens, R.M.Diamond, W.H.Kelly and D.Ward. *Nucl.Phys.*, A141, 631 (1970).
3. С.Карлин. *Основы теории случайных процессов*. М., Мир, 1971.
4. Л.Александров. *Сообщение ОИЯИ*, P5-6821, Дубна, 1972.
5. Б.Бочев, С.А.Карамян, Т.Куцарова, Я.Ухрин, Е.Наджаков, Ц.Венкова, Р.Калпакчиева. *ЯФ*, 16, 633/1972/. В.Bochev, S.A.Karamian, T.Kutsarova, E.Nadjakov, Ts.Venkova and R.Kalpakchieva. *Physica Scripta* 6, 243 (1972).
6. Л.Александров. *Сообщение ОИЯИ*, P5-7259, Дубна, 1973.
7. А.Фергюсон. *Методы угловых корреляций в гамма-спектроскопии*, М., Атомиздат, 1969.
8. Д.Химмельблау. *Анализ процессов статистическими методами*. М., Мир, 1973.

Рукопись поступила в издательский отдел  
19 апреля 1974 года.