

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿԱ
ФИЗИКА

1979

Журнал выходит на русском языке 6 раз в год.
Издается с 1966 г.

ԽՄԲԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒԵՔԻԱ

Ա. Յ. Ամատունի, Վ. Մ. Հաղարյունյան (պատասխանատու խմբագիր տեղակալ), Գ. Մ. Ղադիրյան (պատասխանատու խմբագիր), Է. Գ. Միրզաբեկյան, Մ. Ն. Մովսիսյան, Յու. Գ. Շահնազարյան (պատասխանատու քարտուղար), Է. Գ. Շաղոյան, Գ. Ս. Սահակյան, Հ. Հ. Վաղանյանյան

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

А. Ц. Амагуни, В. М. Арутюнян (заместитель ответственного редактора), Г. А. Вартапетян, Г. М. Гарибян (ответственный редактор), Э. Г. Мирзабекян, М. Е. Мовсисян, Г. С. Саакян, Э. Г. Шароян, Ю. Г. Шахназарян (ответственный секретарь)

Խմբագրության հասցեն՝ 375019, Երևան 19, Բարեկամության, 24 դ, հեռ. 56-08-31

Адрес редакции: 375019, Ереван-19, Барекамутян, 24 г, тел. 56—08—31

ИЗМЕРЕНИЕ АСИММЕТРИИ СЕЧЕНИЯ ФОТОРОЖДЕНИЯ π^0 -МЕЗОНОВ НА ЯДРЕ УГЛЕРОДА В ИНТЕРВАЛЕ ЭНЕРГИЙ $E_\gamma = (0,7 \div 1,65) \text{ Гэв}$

Р. О. АВАКЯН, И. Х. КОСАКОВ, Ж. В. ПЕТРОСЯН, А. М. СИРУНЯН

Приведены результаты измерения асимметрии сечения реакции $\gamma \text{C}^{12} \rightarrow \pi^0 p X$ в пределах кинематики фоторождения π^0 -мезонов на свободном протоне в интервале энергий фотонов $E_\gamma = (0,7 \div 1,65) \text{ Гэв}$ для углов пиона 50 и 130° в с. ц. м. Проведено сравнение с асимметрией сечения реакции $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$.

Изучение реакций фоторождения π -мезонов на ядрах представляет интерес с точки зрения проверки механизма прямого фотообразования пионов на ядрах. В рамках этого механизма принимается, что рождение π -мезонов на ядрах происходит в результате взаимодействия фотона с одним из квазисвободных нуклонов ядра. С целью проверки механизма прямого фоторождения мезонов на ядрах в первую очередь исследуются легчайшие и легкие ядра.

В работе [1] проводилось детальное исследование асимметрии сечения фоторождения π^+ -мезонов на ядре углерода в интервале энергий фотонов $E_\gamma = (230 \div 280) \text{ Мэв}$ и углах вылета π^+ -мезона $\theta_{\pi^+}^* = 90 \div 135^\circ$ в с. ц. м. Полученные значения асимметрии сравнивались в эквивалентных кинематических условиях с асимметрией в элементарном процессе $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$. Авторы пришли к выводу, что асимметрия сечения реакции $\gamma \text{C} \rightarrow \pi^+ n B$ близка к асимметрии сечения реакции $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$.

В работе [2] было проведено измерение поляризации протонов, рожденных в реакции $\gamma A \rightarrow p X$ на ядре углерода в пределах кинематики одиночного фоторождения пионов на свободном нуклоне в интервале $E_\gamma = (650 \div 930) \text{ Мэв}$. Авторы провели сравнение измеренных значений поляризации с рассчитанными на основе модели прямого фотомезонного рождения значениями и показали удовлетворительное согласие. Исходя из результатов этой работы и работы [3] авторы пришли к выводу о том, что в пределах кинематики одиночного фоторождения π -мезонов на свободных нуклонах основным механизмом взаимодействия фотонов с легчайшими и легкими ядрами в интервале энергий $E_\gamma = (536 \div 715) \text{ Мэв}$ является прямой фотомезонный механизм взаимодействия с квазисвободными нуклонами ядра.

В работе [4] измерялась асимметрия сечения реакции $\gamma \text{Li}^7 \rightarrow p X$ в условиях кинематики одиночного фоторождения π -мезонов на свободном нуклоне: $\theta_{\pi^+}^* = 90^\circ$, $\theta_{\pi^-}^* = 33^\circ$, $T_p = 68 \text{ Мэв}$, $E_\gamma = 314 \text{ Мэв}$. Измеренное значение асимметрии сечения $\Sigma_{Li} = 0,45 \pm 0,1$ сравнивалось со значением асимметрии, вычисленным на основе предположения о том, что выход протонов обусловлен рождением π -мезонов в реакциях $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ и $\gamma n \rightarrow \pi^- p$. При этом взаимодействием в конечном состоянии пренебрега-

лось. Вычисленное значение асимметрии, равное 0,38, в пределах ошибок совпадает с измеренным значением. В процессе измерения проводилось сравнение максимума кривой когерентного эффекта с энергией фотонов, соответствующей кинематике элементарного процесса. Было получено хорошее согласие.

Результаты этой работы показывают, что при энергиях и углах, соответствующих кинематике одиночного рождения π -мезона на свободном нуклоне, выход протонов при фотодезинтеграции ядер, по-видимому, обусловлен, в основном, мезонным механизмом. Необходимо отметить, что и в случае дезинтеграции дейтрона [5] фотонами с энергией (250–400) Мэв поведение асимметрии сечения также аналогично случаю фоторождения мезонов.

В настоящей работе приводятся экспериментальные результаты по измерению асимметрии сечения фоторождения нейтральных π -мезонов линейно-поляризованными фотонами в реакции $\gamma C^{12} \rightarrow \pi^0 p X$. Измерения проводились в пределах кинематики одиночного рождения π^0 -мезона на свободном протоне в интервале энергий $E_\gamma = (0,7 \div 1,65)$ Гэв при двух углах вылета π^0 -мезона $\theta_{\pi^0}^* = 50$ и 130° в с. ц. м.

Измерения под углом $\theta_{\pi^0}^* = 50^\circ$ и $E_\gamma = (0,7 \div 1,1)$ Гэв проводились на установке, описанной в [6]. Данные при $\theta_{\pi^0}^* = 130^\circ$ и $E_\gamma = (0,9 \div 1,65)$ Гэв получены на установке, описание которой дано в [8]. Обе установки регистрировали протон в совпадении с одним из γ -квантов от распада π^0 -мезона и, таким образом, позволяли существенно уменьшить фон от сопутствующих реакций.

На рис. 1 приведены нормированные гистограммы выходов реакций на водороде и углероде при двух ориентациях вектора поляризации фотонов для угла $\theta_{\pi^0}^* = 50^\circ$. Надо отметить, что нормировочные множители

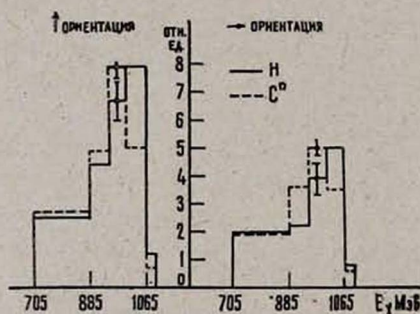


Рис. 1.

для двух различных ориентаций совпадают в пределах $\pm 4,5\%$. Это означает, что в тех же пределах не зависит от ориентации и взаимодействие частиц в конечном состоянии в случае углерода. Из рис. 1 видно удовлетворительное согласие между гистограммами. Одной из возможных причин смещения максимума на гистограммах для C^{12} в сторону меньших энергий, наблюдаемое для обеих поляризаций фотонов, может быть неуч-

тенность в расчетах энергии связи протона в ядре углерода, хотя для количественного объяснения этого недостаточно. Ошибки, приведенные на гистограммах, статистические.

В табл. 1 и на рис. 2 приведены значения измеренной асимметрии сечения реакции $\gamma C^{12} \rightarrow \pi^0 p X$ для угла $\theta_{\pi^0}^* = 50^\circ$ в зависимости от энергии фотонов в интервале $E_\gamma = (0,7 \div 1,1)$ Гэв, который охватывался установкой одновременно. Для сравнения приведены также значения асиммет-

Таблица 1

$\theta_{\pi^*} = 50^\circ$

$E_\gamma, \text{Мэв}$	$\Sigma_H \pm \sigma(\Sigma)$	$\Sigma_C \pm \sigma(\Sigma)$
735	—	$1,06 \pm 0,51$
795	$0,62 \pm 0,15$	$0,31 \pm 0,17$
855	—	$0,30 \pm 0,12$
915	$0,93 \pm 0,11$	$0,34 \pm 0,10$
975	$0,64 \pm 0,15$	$0,48 \pm 0,07$
1035	$0,50 \pm 0,15$	$0,35 \pm 0,08$
1080	$0,43 \pm 0,15$	$0,16 \pm 0,18$

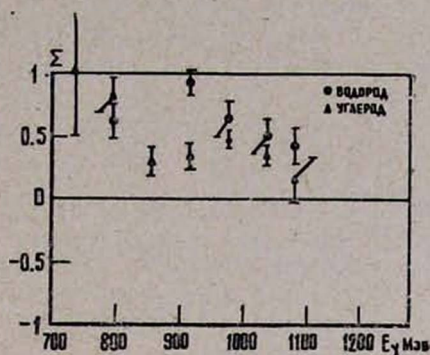


Рис. 2.

рии сечения реакции $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ [7]. Видно, что за исключением точки, соответствующей энергии $E_\gamma = 915 \text{ Мэв}$, значения асимметрии на углеороде в пределах ошибок совпадают со значениями асимметрии на водороде.

В табл. 2 и на рис. 3 приводятся аналогичные данные для угла $\theta_{\pi^*} = 130^\circ$ и $E_\gamma = (0,9 \div 1,65) \text{ Гэв}$. Значения Σ для водорода взяты

Таблица 2

$\theta_{\pi^*} = 130^\circ$

$E_\gamma, \text{Мэв}$	$T_p, \text{Мэв}$	$\Sigma_H \pm \sigma(\Sigma)$	$\Sigma_C \pm \sigma(\Sigma)$
900	475	$0,05 \pm 0,047$	$0,164 \pm 0,075$
1050	586	$-0,37 \pm 0,06$	$-0,106 \pm 0,085$
1200	698	$-0,165 \pm 0,075$	$0,046 \pm 0,076$
1350	813	$0,23 \pm 0,07$	$0,021 \pm 0,09$
1500	929	$0,71 \pm 0,07$	$0,094 \pm 0,093$
1650	1050	$0,36 \pm 0,1$	$0,806 \pm 0,149$

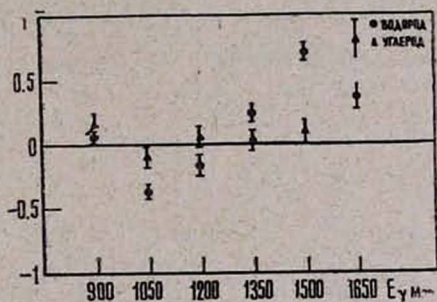


Рис. 3.

из [8]. Из сравнения видно, что значения асимметрии на углеороде близки, хотя и не перекрываются в пределах ошибок, к значениям асимметрии на водороде в интервале $E_\gamma = (0,9 \div 1,35) \text{ Гэв}$. При $E_\gamma > 1,35 \text{ Гэв}$ имеется значительное отличие.

Имеющиеся отличия при $E_\gamma = 915 \text{ Мэв}$ (рис. 2), 1050 и 1500 Мэв (рис. 3) качественно объясняются характером угловой зависимости асимметрии реакции $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$, имеющей экстремумы при этих энергиях в районе $\theta_{\pi^*} = 50$ и 130° [7—9], и влиянием фермиевского движения нуклонов в ядре, которое приводит к увеличению охвата установки по углу θ_{π^*} . Что касается значения при $E_\gamma = 1650 \text{ Мэв}$, то отсутствие экспериментальных данных при других углах θ_{π^*} в этой области энергий не позволяет сделать какой-либо определенный вывод.

Для угла $\theta_{\pi^*} = 50^\circ$ зависимость асимметрии сечения от T_p иная, чем зависимость от E_γ . Поэтому в табл. 3 и на рис. 4 отдельно приведены значения $\Sigma(T_p)$ в случае углеорода.

Представленные в настоящей работе результаты позволяют сделать вывод о том, что взаимодействие фотонов в реакции $\gamma C^{12} \rightarrow \pi^0 p X$ в пределах кинематики одиночного рождения π^0 -мезонов на свободном прото-

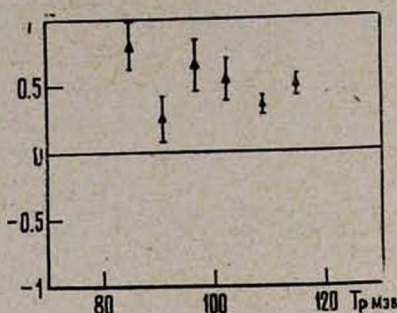


Рис. 4.

Таблица 3

$\theta_{\pi^0}^* = 50^\circ$	
$T_p, \text{Мэв}$	$\Sigma, \pm \sigma(\Sigma)$
85	$0,80 \pm 0,18$
91	$0,25 \pm 0,17$
97	$0,65 \pm 0,19$
103	$0,54 \pm 0,16$
109	$0,35 \pm 0,07$
115	$0,50 \pm 0,08$

не происходит, в основном, за счет механизма прямого фотообразования π^0 -мезонов на квазисвободном протоне ядра в интервале энергии $E_\gamma = (0,7 \div 1,1) \text{ Гэв}$ для $\theta_{\pi^0}^* = 50^\circ$ и в интервале $E_\gamma = (0,9 \div 1,35) \text{ Гэв}$ для $\theta_{\pi^0}^* = 130^\circ$.

В заключение авторы выражают благодарность Г. А. Вартапетяну, И. Г. Азнаурян и С. Р. Геворкяну за полезные обсуждения и замечания.

Ереванский физический
институт

Поступила 23.V.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Забаев и др. ЯФ, 21, 551 (1975).
2. С. Г. Тонапетян и др. Письма ЖЭТФ, 11, 165 (1970).
3. Ю. П. Ангуфьев и др. Украинский физический журнал, 14, 248 (1969).
4. Ю. П. Ангуфьев и др. ЯФ, 9, 680 (1969).
5. G. Barbiellini et al. Phys. Rev., 154, 988 (1967).
6. Р. О. Авакян и др. Препринт ЕФИ 341—66(78).
7. Р. О. Авакян и др. ЯФ, 29, 1212 (1979).
8. L. O. A brahamian et al. Phys. Lett., 48B, 463 (1974).
9. Р. О. Авакян и др. ЯФ, 28, 1014 (1977).

ԱՆԽԱՄՆԻ ՄԻՋՈՒԿԻ ՎՐԱ π^0 -ՄԵՋՈՆՆԵՐԻ ՖՈՏՈՆՆԱՆ
ԿՏՐՎԱԾՔԻ ԱՍԻՄԵՏՐԻԱՅԻ ՉԱՓՈՒՄԸ $E_\gamma = (0,7 \div 1,65) \text{ Գէվ}$
ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ՏԻՐՈՒՅԹՈՒՄ

Ռ. Ն. ԱՎԱԳՅԱՆ, Ի. Խ. ԿՈՍԱԿՈՎ, Ժ. Վ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Ա. Մ. ՍԻՐՈՒՅԱՆ

Բերված են $\gamma C^{12} \rightarrow \pi^0 p X$ ռեակցիայի ասիմետրիայի չափման արդյունքները ազատ պրո-
տոնի վրա π^0 -մեզոնների ֆոտոնման կինեմատիկայի սահմաններում ֆոտոնների էներգիայի
 $E_\gamma = (0,7 \div 1,65) \text{ Գէվ}$ տիրույթում պիոնի ֆոտոնման 50 և 130° անկյունների համար: Կատար-
ված է համեմատություն $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ ռեակցիայի կտրվածքի ասիմետրիայի հետ:

MEASUREMENT OF CROSS SECTION ASYMMETRY OF
 π^0 -MESON PHOTOPRODUCTION ON CARBON
IN $E_\gamma = (0,7 \div 1,65)$ GeV RANGE

R. O. AVAKYAN, I. Kh. KOSAKOV, Zh. V. PETROSYAN,
A. M. SIRUNYAN

The results of cross section asymmetry measurements for reaction $\gamma C^{12} \rightarrow \pi^0 p X$ are given within the kinematics of π^0 -meson photoproduction on free protons in the photon energy range $E_\gamma = (0,7 \div 1,65)$ GeV at 50 and 130° pion angles in the c.m. s. The comparison is made with the asymmetry of $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ reaction cross section.

НЕКОТОРЫЕ СООБРАЖЕНИЯ О СОСТАВЕ РАЗНЫХ ПОТОКОВ КОСМИЧЕСКИХ АДРОНОВ НА ВЫСОТАХ ГОР

С. В. МИТОЯН

Приводятся некоторые теоретические и экспериментальные доказательства возможного состава адронов с энергией $E > 1 \text{ Тэв}$ в разных потоках космических лучей на высотах гор. Сделанные оценки показывают, что среди групп адронов доля пионов существенно больше, чем среди одиночных адронов.

Требования физики высоких энергий в настоящее время приводят к такой предполагаемой программе дальнейших исследований [1], в которой отмечается особая важность экспериментальной проверки универсальности распределений (или отсутствия такой универсальности) для различных типов налетающих частиц (p , n , K , π , l , γ и т. д.), а также изучения состава образованных частиц для различных мишеней и типов налетающих частиц.

Разумеется, такие исследования корректнее проводить на ускорителях. Тем не менее известно, что эксперименты в космических лучах, если учесть особенности этих экспериментов, позволяют получить некоторые указания о тех или иных вопросах физики высоких энергий. К тому же тот факт, что в космических лучах есть частицы практически любых энергий (до $\sim 10^{20} \text{ эв}$), позволяет получить экспериментальные данные по некоторым основным характеристикам взаимодействий в области таких высоких энергий, которые в настоящее время практически не реализуемы в лабораторных условиях. Однако при проведении экспериментов в космических лучах, как необходимость, возникает вопрос выяснения природы налетающих частиц, вопрос о составе потоков частиц космических лучей. До сих пор ни в одном эксперименте по изучению характеристик элементарного акта взаимодействия космических лучей не осуществлен прямой метод идентификации природы частиц с энергией $E_0 > 1 \text{ Тэв}^*$. Применяются косвенные методы [4], которые позволяют провести статистическое сравнение и определение характеристик взаимодействий адронов космических лучей разной природы с энергией $E_0 > 1 \text{ Тэв}$.

Один из таких методов, применяемых в экспериментах на высотах гор [5, 6], заключается в изучении характеристик взаимодействий адронов космических лучей, приходящих на установку в составе групп частиц, т. е. в составе электронно-ядерного ливня, развивающегося в атмосфере. Взаимодействия в установке таких адронов из многоструйных ливней обусловлены как нуклонами, так и пионами, поскольку в электронно-ядер-

* В работе [2] по изучению состава космических лучей на высотах гор при разделении пионов и протонов с энергией $\bar{E} = 160 \text{ Гэв}$ использовалось различие ионизационных потерь пионов и протонов. В работе [3] разделение пионов и протонов с энергией $100 \text{ Гэв} < E < 3000 \text{ Гэв}$ осуществлялось детекторами переходного излучения.

ных ливнях π -мезоны составляют большую часть ($\sim 80\%$) всех адронов. Одновременно изучаются взаимодействия одиночных адронов, которые не сопровождаются адронами сравнимой энергии и имеют ограниченное сопровождение атмосферным ливнем. При этом предполагается, что в потоке одиночных адронов основную долю составляют нуклоны.

Точное и обоснованное рассмотрение состава в потоках одиночных адронов и адронов, падающих на установку группами, требует, по-видимому, сложных машинных расчетов и целенаправленных экспериментов. Тем не менее в настоящей работе на основе обобщения известных экспериментальных результатов мы попробуем привести некоторые теоретические соображения о возможном составе адронов с энергией $E_0 > 1$ Тэв в разных потоках космических лучей на высотах гор. При этом будем предполагать, что поток адронов космических лучей состоит из нуклонов и пионов.

1. Долю пионов среди одиночных адронов можно оценить, исходя из следующих соображений.

Допустим, что среди одиночных адронов доля пионов составляет α , т. е. $J_\pi = \alpha J_{\text{од}}$; тогда доля нуклонов соответственно будет $(1-\alpha)$ и $J_N = (1-\alpha) J_{\text{од}}$ ($J_\pi, J_N, J_{\text{од}}$ — потоки одиночных пионов, нуклонов и одиночных адронов с энергией $E_0 \gtrsim 1$ Тэв). На глубине атмосферы t поток одиночных нуклонов должен превышать поток «проскочивших» протонов с данной энергией, т. е. должно иметь место следующее соотношение:

$$J_{\text{од}}(E \gtrsim 1 \text{ Тэв}, t) (1-\alpha) \gtrsim J_p^0(E \gtrsim 1 \text{ Тэв}) \cdot \exp(-t/\lambda_N), \quad (1)$$

где поток первичных протонов с энергией $E \gtrsim 1$ Тэв на границе атмосферы, согласно данным работы [7], есть

$$J_p^0(E \gtrsim 1 \text{ Тэв}) \simeq 240 \text{ м}^{-2} \text{ час}^{-1} \text{ стер}^{-1}.$$

Поток одиночных адронов на высотах гор ($t = 700 \text{ г см}^{-2}$) с энергией $E \gtrsim 1$ Тэв, согласно данным работы [8], есть

$$J_{\text{од}}(E \gtrsim 1 \text{ Тэв}, t = 700 \text{ г см}^{-2}) \simeq 7 \cdot 10^{-2} \text{ м}^{-2} \text{ час}^{-1} \text{ стер}^{-1}.$$

Пробег взаимодействия нуклонов с ядрами воздуха можно оценить, исходя из того очевидного факта, что рост сечения неупругого взаимодействия на легких ядрах происходит не быстрее, чем в pp -взаимодействии, т. е.

$$\frac{\sigma_{pA}^{in}(E) - \sigma_{pA}^{in}(20 \text{ Гэв})}{\sigma_{pA}^{in}(20 \text{ Гэв})} \leq \frac{\sigma_{pp}^{in}(E) - \sigma_{pp}^{in}(20 \text{ Гэв})}{\sigma_{pp}^{in}(20 \text{ Гэв})} \simeq 0,16$$

в интервале энергий $E = 20 \div 1000$ Гэв [9]. Следовательно, допустив, что рост $\sigma_{p\text{-воздух}}$ с энергией такой же*, как в pp -взаимодействии, можно получить, что при $E \gtrsim 1$ Тэв $\lambda_N = 83 \text{ г см}^{-2}$ [11].

Подставляя соответствующие численные значения в соотношение (1), можно оценить долю пионов среди одиночных адронов: $\alpha \lesssim 0,25$.

* В действительности $\frac{\sigma_{pA}^{in}(E) - \sigma_{pA}^{in}(20)}{\sigma_{pA}^{in}(20)} < \frac{\sigma_{pp}^{in}(E) - \sigma_{pp}^{in}(20)}{\sigma_{pp}^{in}(20)}$ [10].

2. Другой подход к оценке доли пионов в потоке одиночных адронов состоит в рассмотрении доли пионов и нуклонов с равной энергией, рожденных в одном акте взаимодействия, который происходит достаточно далеко над установкой. При этом возможно, что ливень, порожденный вторичными частицами, рожденными в этом взаимодействии, успевает поглотиться, а одна, наиболее энергичная, частица доходит до установки, и в этом случае она регистрируется как одиночная частица.

В этом случае необходимо определить отношение числа пионов с энергией $\geq E$ к числу нуклонов с энергией $\geq E$, рожденных в одном акте взаимодействия потоком адронов (нуклонов) космических лучей. Несложно получить, что отношение вероятности наблюдать пион с энергией $\geq E$ к вероятности наблюдать нуклон с энергией $\geq E$ равно

$$\frac{W_{\pi}(\geq E)}{W_N(\geq E)} = \langle n_s \rangle \frac{\int_0^1 x^{\beta} \frac{d\sigma_{\pi}}{dx} dx}{\langle x^{\beta} \rangle},$$

где

$$\langle x^{\beta} \rangle \equiv \int_0^1 x^{\beta} \frac{d\sigma_N}{dx} dx$$

при условии нормировки

$$\int_0^1 \frac{d\sigma_N}{dx} dx = 1.$$

Результаты работы [9] дают $\langle x^{1.7} \rangle \simeq 0,27$. Используя экспериментальные данные, приведенные в работе [12], можно вычислить

$$\int_0^1 x^{\beta} \frac{d\sigma_{\pi}}{dx} dx = \int_0^1 x^{1.7} 9 \exp(-9x) dx \simeq 4 \cdot 10^{-3}.$$

Далее, учитывая, что среднее число π^+ -мезонов в одном акте взаимодействия адронов есть $\langle n_s \rangle \simeq 10$, при энергиях $E_0 \geq 1$ Тэв получаем

$$\frac{W_{\pi}(\geq E)}{W_N(\geq E)} \simeq 0,15. \quad (2)$$

Если учесть, что в космических лучах регистрируются лишь частицы, летящие в переднюю полусферу, т. е. регистрируется примерно $\langle n_s \rangle/2$ частиц, то

$$\frac{W_{\pi}(\geq E)}{W_N(\geq E)} \simeq 0,08.$$

Таким образом, среди потока частиц, рожденных в одном акте взаимодействия, вероятность наблюдать пион данной энергии примерно в 7 раз меньше, чем вероятность наблюдать нуклон. В потоке одиночных частиц эта вероятность будет меньше, так как пионы с энергией $E \geq 1$ Тэв должны регистрироваться без воздушного сопровождения, а генерация пионов

высокой энергии требует взаимодействия частицы с энергией $E_0 \geq 5E$ (если принять, что $E/E_0 \leq 0,2$ [9]). Это означает, что неизбежно будет сопровождающий ливень. А для нуклона $E_0 \sim E$, т. е. неупругость небольшая и сопровождающего ливня не будет.

3. Продолжая вышеприведенные рассуждения, можно получить грубую оценку для отношения вероятности наблюдать пион с энергией $\geq E$ к вероятности наблюдать нуклон с энергией $\geq E$ на глубине атмосферы t . Это отношение можно записать следующим образом:

$$I = \frac{W_{\pi}(\geq E) \exp(-t/\lambda_{\pi})}{W_N(\geq E) \exp(-t/\lambda_N)}, \quad (3)$$

где λ_{π} и λ_N — пробеги взаимодействия пионов и нуклонов в воздухе.

Учитывая, что $\lambda_{\pi}/\lambda_N \sim 1, 2$ [13], а также значение (2), из (3) можно получить

$$I = 0,15 \cdot \exp[0,2 t/\lambda_N], \quad (4)$$

т. е. вероятность наблюдать пион с энергией $\geq E$ среди потока адронов независимо от сопровождения с ростом глубины t растет. Для $t = 700 \text{ г см}^{-2}$ ($\lambda_N \simeq 83 \text{ г см}^{-2}$ [11]) имеем

$$I \simeq 1,85,$$

т. е. на высотах гор среди потока адронов (независимо от сопровождения) вероятность наблюдать пион данной энергии примерно в 1,2 раза меньше, чем вероятность наблюдать нуклон.

4. Долю пионов среди потока адронов, падающих на установку группами, можно оценить из экспериментальных данных, рассмотренных в [4]. Согласно этим данным, в событиях падения на установку адронов ($5 \cdot 10^{11} \text{ эв} \lesssim E_0 \lesssim 5 \cdot 10^{14} \text{ эв}$) группами* средняя множественность частиц есть

$$\langle n_h \rangle \gtrsim 3,6 \pm 0,4$$

(знак « $\gtrsim$ » стоит из-за того, что в струе с наибольшей энергией в некоторых случаях может находиться больше одной высокоэнергичной частицы, и это обусловлено ограниченной разрешающей способностью установки). Среди этих $\sim 3,6$ частиц может быть один нуклон, а может не быть и ни одного. В этом случае доля нуклонов есть

$$W_N/W_h \lesssim 0,28 \pm 0,03,$$

т. е. пионы составляют более 70% адронов, падающих на установку группами.

Из этих же данных [4] для средней множественности адронов с энергией $5 \cdot 10^{14} \text{ эв} \gtrsim E_0 > 10^{12} \text{ эв}$ в событиях падения на установку одиночных адронов и адронов в составе групп получается значение

* Установка (ионизационный калориметр в сочетании с контролируемыми ядерными фотоэмульсиями с площадью горизонтальной поверхности 10 м^2 работала на глубине атмосферы 700 г см^{-2} на г. Арагац) срабатывала, когда суммарное энерговыделение в калориметре превышало пороговую энергию $E_0 > 1 \text{ Тэв}$.

$$\langle n_h \rangle \geq 1,75 \pm 0,15.$$

Доля нуклонов в потоке адронов с энергией $E_0 > 1$ Тэв на высотах гор (независимо от сопровождения) соответственно будет

$$W_N/W_h \lesssim 0,57 \pm 0,07.$$

Полученное значение удовлетворительно согласуется с грубой теоретической оценкой (4), а также оценками работы [14].

При найденных соотношениях пионов и нуклонов в потоках одиночных адронов и групп адронов, по-видимому, можно изучать некоторые характеристики взаимодействий [4] пионов и нуклонов в экспериментах в космических лучах. Следует, однако, подчеркнуть, что сделанные оценки носят приближенный характер, иллюстрирующий, что среди групп адронов, по-видимому, доля пионов существенно больше, чем среди одиночных адронов.

Автор считает своим приятным долгом выразить глубокую благодарность Н. А. Григорову за ценные советы.

Ереванский политехнический
институт им. К. Маркса

Поступила 22.I.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. П. Никитин, И. А. Розенталь, Ф. М. Сергеев. УФН, 121, 3 (1977).
2. Г. А. Башинджазян и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 40, 951 (1976).
3. R. W. Ellsworth et al. XV Intern. Conf. Cosm. Rays, Plovdiv, 7, 415 (1977).
4. С. В. Митоян. Кандидатская диссертация, ФИАН СССР, 1978.
5. Н. А. Григоров и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 363 (1974).
6. Н. А. Григоров и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 8, 93 (1973).
7. V. V. Akimov et al. Acta Phys., Acad. Sc. Hung., 29, Suppl., 1, 517 (1970).
8. В. Я. Шестоперов. Изв. АН СССР, сер. физ., 9, 1927 (1970).
9. P. R. O. Morrison. Preprint CERN, 73—46.
10. R. I. Glauber, G. Mathias. Nucl. Phys., B21, 135 (1970).
11. Н. А. Григоров. ЯФ, 23, 588 (1976).
12. J. Whitmore. Phys. Reports, 10C, 275 (1974).
13. Н. В. Андреев, Н. М. Дремин. УФН, 122, 37 (1977).
14. Н. А. Григоров. ЯФ, 25, 788 (1977).

ՈՐՈՇ ԴԱՏՈՂՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐ ՍԱՐԵՐԻ ԲԱՐՋՐՈՒԹՅԱՆ ՎՐԱ
ԿՈՍՄՈՍԿԱԿԱՆ ԱԴՐՈՆՆԵՐԻ ՏԱՐԲԵՐ ՀՈՍՔԵՐԻ ԲԱՂԱԴՐՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ս. Վ. ՄԻՏՅԱՆ

Բերվում են որոշ տեսական ու փորձարարական ապացույցներ սարբերի բարձրության վրա $E > 1$ ՏեՎ էներգիայով կոսմիկական աղբյուրների տարբեր հոսքերի հնարավոր բաղադրության մասին: Արված զնահատումները ցույց են տալիս, որ աղբյուրների խմբերում պիոններն էապես ավելի մեծ մասն են կազմում, քան միայնակ աղբյուրների դեպքում:

SOME CONSIDERATIONS ON THE COMPOSITION OF DIFFERENT FLUXES OF COSMIC RAY HADRONS AT MOUNTAIN ALTITUDES

S. V. MITOYAN

Some theoretical and experimental evidences on the possible composition of cosmic ray hadrons with energy $E > 1 \text{ TeV}$ in different fluxes at mountain altitudes are given. The estimations indicate, that in the hadron groups the part of pions essentially exceeds that among the single hadrons.

РЕГИСТРАЦИЯ ОБРАЗОВАНИЯ ТЯЖЕЛЫХ ЧАСТИЦ
НА ЯДРАХ ЭЛЕКТРОНАМИ С ЭНЕРГИЕЙ 4,5 Гэв

В. Н. АРУТЮНЯН, Г. В. БАДАЛЯН, Д. М. БЕГЛАРЯН, К. БОРЧЕА*, А. БУЦЭ*,
Т. А. ВАРДАНЯН, М. А. ГАРЗОЯН, Д. ДОРЧОМАН*, Г. Г. ЗОГРАБЯН,
Р. А. КАРАПЕТЯН, Г. Е. МАРКАРЯН, Г. И. МЕЛИКОВ, Я. Д. НЕРСЕСЯН,
О. И. ПАСОЯН, М. ПЕТРАШКУ*, М. ПЕТРОВИЧ*, В. С. ПОГОСОВ,
В. СИМИОН*, С. А. ШАТИЕВ

На внутреннем пучке Ереванского синхротрона на базе полупроводникового (dE/dx , E) телескопа создана экспериментальная установка «с-А» для регистрации и идентификации тяжелых частиц, образованных в тонких ядерных мишенях электронами больших энергий. Предварительные измерения, выполненные при энергии электронов 4,5 Гэв, показали образование наряду с протонами значительного количества дейтронов, тритонов и ядер гелия.

Образование тяжелых частиц — протонов, дейтронов, тритонов, ядер гелия — при взаимодействии электронов высоких энергий с атомными ядрами представляет большой интерес для многих аспектов ядерной физики.

Механизм образования этих частиц тесно связан со структурой ядра, существованием нуклонных ассоциаций в ядрах, природой масштабнo-инвариантных эффектов типа ядерного скейлинга и полускейлинга и т. д. [1—5]. Тем не менее эти процессы в настоящее время изучены недостаточно хорошо как теоретически, так и экспериментально, особенно при энергиях электронов выше 2 Гэв [6—11].

На Ереванском электронном синхротроне создана экспериментальная установка «с-А» для исследования инклюзивного электрообразования тяжелых частиц на ядрах в различных кинематических условиях [12]:

$$e + A \rightarrow p, d, t, He^3, He^4, \dots + \dots \quad (1)$$

Отличительной чертой этой установки является применение полупроводниковой (dE/dx , E) методики на внутреннем пучке электронного синхротрона большой энергии. Ниже приводятся описание установки и предварительные результаты обработки экспериментальных данных, полученных с помощью этой установки при облучении мишени электронами с энергией 4,5 Гэв.

1. Описание установки

Экспериментальная установка (рис. 1) расположена на внутреннем пучке синхротрона и едина с ним по вакууму. Она состоит из камеры рассеяния, куда вводится дистанционно управляемая многопозиционная ядерная мишень, и камеры детектирования, в которой располагается полупроводниковый (dE/dx , E) детекторный телескоп.

Мишенью служат тонкие металлические фольги толщиной в несколько микрон, закрепленные на «звездочке» под углом 45° к направлению

пучка и находящиеся в рабочем положении на расстоянии ~ 40 мм от равновесной орбиты ускорителя. В конце цикла ускорения электронный пучок сбрасывается на мишень с помощью локального возмущения орбиты (т. н. «бим-бамп» системы); из-за малой толщины фольги ($10^{-3} \div 10^{-4}$ лавинных единиц) осуществляется многократное прохождение пучка через мишень. Образованные в мишени тяжелые частицы попадают в камеру детектирования, регистрируются и идентифицируются полупроводниковым телескопом.

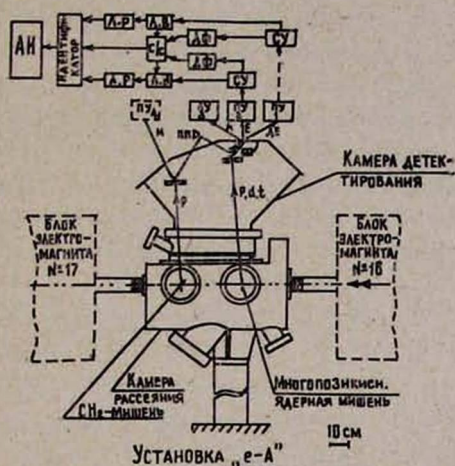


Рис. 1. Схема экспериментальной установки.

Телескоп состоит из тонкого пролетного « dE/dx »-детектора удельных ионизационных потерь энергии и толстого « E »-детектора остаточной энергии частиц. Их сочетание позволяет определять массы частиц, останавливающихся в « E »-детекторе.

Во время первых серий измерений « dE/dx »-детектор представлял из себя кремниевый поверхностно-барьерный детектор толщиной ~ 200 мкм, а « E »-детектор — кремниевый поверхностно-барьерный детектор толщиной ~ 2 мм. Для исключения регистрации частиц, не останавливающихся в « E »-детекторе, предусмотрен, но пока еще не применен дополнительный полупроводниковый детектор в режиме антисовпадений (« A »-детектор). В этих условиях энергетический интервал регистрируемых протонов составлял $4,7 \div 18,5$ Мэв, дейтронов — $6,1 \div 25$ Мэв, тритонов — $7,3 \div 30$ Мэв, He^3 — $17 \div 65$ Мэв и He^4 — $19 \div 75$ Мэв. Телескоп располагался под углом $\sim 90^\circ$ к пучку электронов на расстоянии ~ 70 см от мишени. Для уменьшения фона телескоп был окружен свинцовой защитой.

С целью мониторингирования внутреннего электронного пучка в последующих измерениях в левой части камеры детектирования предусмотрен специальный полупроводниковый детектор для спектрометрии протонов отдачи от упругого ep -рассеяния электронов на дополнительной тонкой CH_2 -мишени, устанавливаемой в камере рассеяния.

Блок-схема спектрометрической и логической электроники приведена в верхней части рис. 1. Использовались стандартные блоки отечественной (предусилители ЦЭМ ОИЯИ) и американской (фирм ORTEC и CANBERRA) электроники.

Импульсы с детекторов усиливаются зарядочувствительными малошумящими предусилителями, расположенными непосредственно рядом с детекторами. Далее сигналы по кабелям (~ 100 м) передаются на измерительный пульт к спектрометрическим усилителям. Последние имеют как быстрый, так и спектрометрические выходы. С быстрых выходов ΔE - и E -импульсы через дискриминирующие-формирующие блоки подаются на схему совпадений. Режим совпадений настраивался с помощью временно-амплитудного конвертора. Со спектрометрических выходов сигналы подаются на линейные ворота, управляемые импульсом совпадений, а затем на расширители. Сформированные ΔE -, E -импульсы длительностью ~ 4 мксек вместе с сигналом совпадений подаются на функциональный преобразователь, т. н. идентификатор частиц, амплитуды выходных импульсов которого пропорциональны произведению массы частицы на квадрат ее заряда [13]:

$$MZ^2 \sim (E + \Delta E)^{1,73} - E^{1,73}. \quad (2)$$

Наряду с этим с идентификатора можно также вывести сигнал, пропорциональный суммарной потере энергии частицы в двух детекторах ($\Sigma E = \Delta E + E$).

В описываемой установке идентификатор был подключен к одномерному многоканальному анализатору «DIDAC-4000» для получения спектра масс частиц. Применение многоканального двухмерного анализатора, подключенного к двум выходам идентификатора, дало бы возможность получить энергетические спектры различных групп частиц.

Энергетическое разрешение детекторов определялось по α -радиоактивным линиям Pu^{238} (5,15 Мэв), Pu^{239} (5,5 Мэв) и Sr^{244} (5,8 Мэв) и составляло ~ 70 Кэв для тонкого детектора и ~ 80 Кэв для толстого детектора. Эти же α -линии использовались и для энергетической калибровки спектрометрических трактов. Линейность трактов проверялась зарядовым генератором точных амплитуд.

С целью оптимального размещения исследуемых типов частиц (значений $\propto MZ^2$) в рабочей области анализатора производилась т. н. «массовая калибровка». Она состояла в имитации актов прохождения частиц через детекторы с помощью раздвоенных импульсов от генератора точных амплитуд, подаваемых по регулируемым спектрометрическим трактам на ΔE -, E -входы идентификатора, с амплитудами, соответствующими расчетным значениям энерговыделений выбранных частиц заданной энергии в детекторах.

Перед рабочими измерениями регистрирующая-измерительная аппаратура предварительно была проверена на протонном и дейтронном пучках ($E_{\text{мкз}} = 15$ Мэв) «Тандем» — ускорителя Института физики и ядерной технологии в Бухаресте.

Набор информации во время пучковых измерений контролировался на дисплее анализатора, а по окончании сеанса измерений массив выводился на цифропечатающее устройство.

2. Результаты предварительных измерений и обработка спектров масс

На рис. 2—4 показан ряд экспериментальных спектров $N = f(MZ^2)$, полученных на анализаторе во время первых пучковых сеансов на легких (Be^9) и тяжелых (Au^{197}) ядрах (для последних представлены два спектра, измеренные в разных режимах регистрирующей электроники). Экспериментальные точки представляют сгруппированные по каналам анализатора частоты наблюдения различных значений MZ^2 (относительные единицы). Из рисунков видно, что правее резко выраженного протонного пика имеются заметные скопления дейтронов, а также более тяжелых частиц — тритонов и ядер He^3 , He^4 .

Все группы частиц расположены на некоторой фоновой кривой, резко возрастающей слева (обрезание обусловлено пороговым дискриминированием). Фон обусловлен регистрацией более легких частиц — электронов, позитронов и мезонов, отсутствием антисовпадательного детектора и эффектом наложения импульсов.

Для исключения влияния фона на проведение количественного сравнения образования различных групп тяжелых частиц экспериментальные спектры на рис. 2—4 аппроксимировались выражением вида

$$F(n) = a_1 \exp[-a_2 n] + a_3 \exp[-a_4 n] + a_5 \exp\left[-\frac{(n-a_6)^2}{a_7}\right] + \\ + a_8 \exp\left[-\frac{(n-a_9)^2}{a_{10}}\right] + \dots, \quad (3)$$

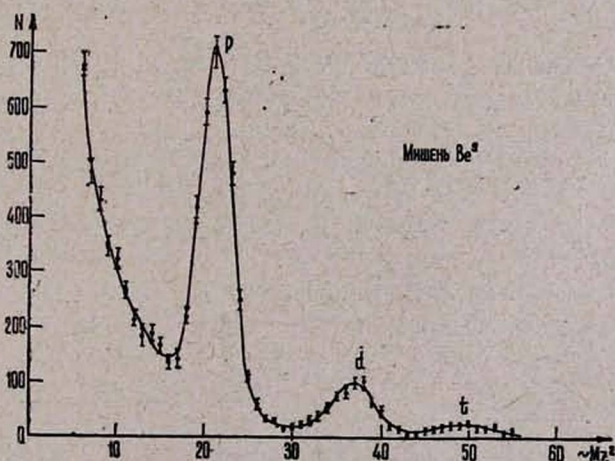


Рис. 2. Экспериментальный спектр $N=f(MZ^2)$, полученный на мишени Be^9 . Режим калибровки соответствовал регистрации трех частиц (p, d, t).

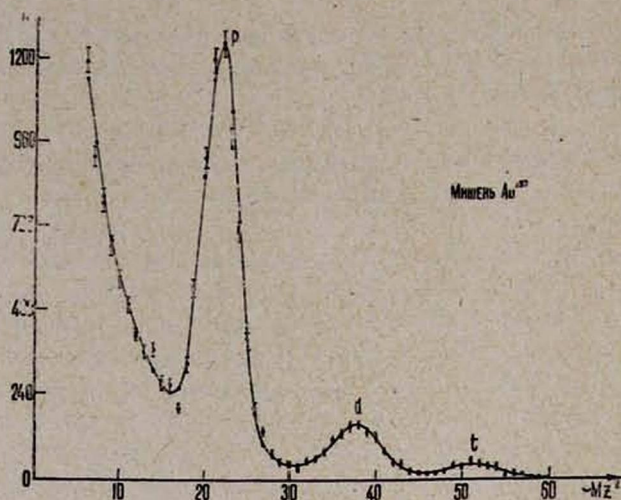


Рис. 3. Экспериментальный спектр $N=f(MZ^2)$, полученный на мишени Au^{197} . Режим калибровки соответствовал регистрации трех частиц (p , d , t).

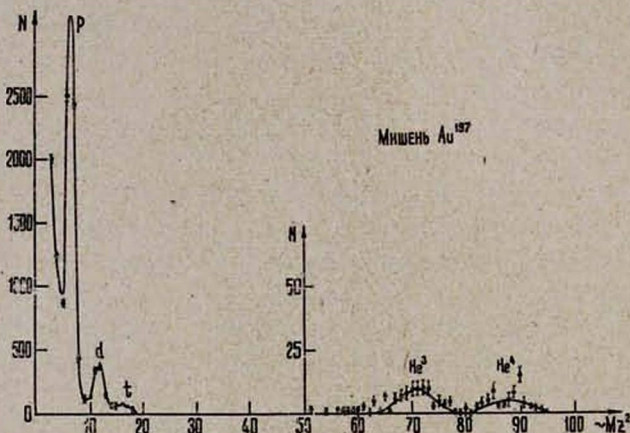


Рис. 4. Экспериментальный спектр $N=f(MZ^2)$, полученный на мишени Au^{197} . Режим калибровки соответствовал регистрации пяти частиц (p , d , t , He^3 , He^4).

где первые два экспоненциальных члена введены для описания фона, а остальные члены, которые имеют вид гауссовского распределения, введены для описания соответствующего вклада протонов, дейтронов и т. д. в исследуемый спектр. В выражении (3) n — номер группы каналов анализатора, $a_1, a_2, a_3, \dots$ — варьируемые параметры.

Фитирование проводилось минимизацией функционала

$$\chi^2 = \sum_n \left[\frac{N_n - F(n)}{\Delta N_n} \right]^2, \quad (4)$$

где ΔN_n — ошибка измерения экспериментальной точки N_n на ЭВМ БЭСМ-6. Минимизация осуществлялась методом линеаризации по программе FUMILI [14].

Результаты фитирования для спектров, представленных на рис. 2—4, приведены в табл. 1—3 и были использованы при построении соответствующих аппроксимирующих кривых, изображенных на тех же рисунках. Видно хорошее согласие между экспериментальными и расчетными распределениями ($\chi^2/\bar{\chi}^2 \lesssim 1$).

Мишень Be^9

Таблица 1

Ф о н				Протоны			Дейтроны			Тритоны		
α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	α_6	α_7	α_8	α_9	α_{10}	α_{11}	α_{12}	α_{13}
1351500	1,53	1247	0,14	653,0	21,2	6,6	91,2	37,0	10,6	22,0	49,6	19,9

 $\chi^2 = 64$ на 100 точек.Мишень Al^{197}

Таблица 2

Ф о н				Протоны			Дейтроны			Тритоны		
α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	α_6	α_7	α_8	α_9	α_{10}	α_{11}	α_{12}	α_{13}
2815	0,22	756,3	0,1	1129	21,7	7,9	135,9	37,8	13,8	35,9	51,3	14,7

 $\chi^2 = 113$ на 100 точек.Мишень Al^{197}

Таблица 3

Ф о н				Протоны			Дейтроны			Тритоны			He^3			He^4		
α_1	α_2	α_3	α_4	α_5	α_6	α_7	α_8	α_9	α_{10}	α_{11}	α_{12}	α_{13}	α_{14}	α_{15}	α_{16}	α_{17}	α_{18}	α_{19}
8,936	0,5	0,7	0,005	2792	6,5	0,9	384	11,7	1,8	79,0	16,0	4,0	9,5	71,0	19,1	5,28	88,0	22,6

 $\chi^2 = 73$ на 100 точек.

Из данных, приведенных в таблицах, можно определить среднеквадратичные отклонения соответствующих гауссовских распределений и, следовательно, оценить относительные разрешения по массам (по MZ^2) частиц:

$$\sigma(p, d, t, He^3, He^4, \dots) = \sqrt{\frac{\alpha_7, 10, 13, 16, 19, \dots}{2}}. \quad (5)$$

Полученные значения этих разрешений приведены в табл. 4.

Таблица 4

Тип частиц	Относительные разрешения по массе, %	Тип частиц	Относительные разрешения по массе, %
Протон	≈ 10	Тритон	≈ 8
Дейтрон	≈ 8	Ядра гелия	≈ 5

THE REGISTRATION OF HEAVY PARTICLES
PRODUCTION ON NUCLEI WITH 4.5 GeV ELECTRONS

V. N. ARUTUNYAN, G. V. BADALYAN, D. M. BEGLARYAN, K. BORCEA,
A. BUCE, T. A. VARTANYAN, M. A. GARZOYAN, D. DORCIOMAN,
G. G. ZOGRABYAN, R. A. KARAPETYAN, G. E. MARKARYAN, G. I. MELIKOV,
Ya. D. NERSESSYAN, O. I. PASSOYAN, M. PETRASCU, M. PETROVICH,
V. S. POGOSOV, V. SIMION, S. A. SHATIEV

The experimental "e-A" setup based on a semiconductor (dE/dx , E) telescope has been constructed for the detection and identification of heavy particles produced in thin nuclear targets by electrons of the internal beam of the Yerevan Electron Synchrotron. The preliminary measurements performed with 4.5 GeV electrons show that besides the protons, a noticeable quantity of deuterons, tritons and helium nuclei are produced.

МЕЖПРИМЕСНОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ
В ПОЛЕ СИЛЬНОЙ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ

Э. М. КАЗАРЯН, А. О. МЕЛИКЯН, Г. Р. МИНАСЯН

Рассмотрено взаимодействие сильной электромагнитной волны с полупроводником, содержащим не слишком глубокие (но и не мелкие) доноры и акцепторы. Получены выражения для энергий активации и волновых функций примесей в поле волны. Рассчитан также межпримесный коэффициент поглощения дополнительной слабой волны. Показано, что помимо поглощения, которое существенно отличается для случаев изотропного и анизотропного сдвигов примесных уровней, имеет место также усиление слабой волны.

1. Введение

Как известно, квазиэнергетический спектр носителей заряда полупроводниках в поле сильной электромагнитной волны с частотой Ω , превышающей ширину запрещенной зоны, существенно перестраивается [1]. При этом характерным является наличие щели, зависящей от угла между направлением импульса электрона и вектором напряженности электрического поля волны.

С другой стороны, в случае, когда частота сильной электромагнитной волны меньше ширины запрещенной зоны полупроводника, содержащего донорные и акцепторные центры, могут происходить резонансные переходы между связанными электронными состояниями. В работе [2] получено выражение для высокочастотного сдвига основных состояний донора и акцептора для модели мелких водородоподобных примесных центров. Показано, что меняя интенсивность падающего излучения и концентрацию доминирующей примеси, можно варьировать энергии активации мелких примесных центров.

В настоящей работе рассмотрены резонансные переходы в примесном полупроводнике между основными состояниями не слишком глубоких (но и не мелких) доноров и акцепторов, а также рассчитан межпримесный коэффициент поглощения дополнительной слабой волны с частотой $\omega \sim \Omega$. Отметим, что при решении задачи в резонансном приближении учитываются электронные переходы лишь между основными связанными состояниями донора и акцептора, что объясняется возможностью достижения в современных квантовых генераторах расстройки резонанса в много меньшей расстройки от основного до ближайшего возбужденного примесного уровня.

2. Энергии активации и волновые функции основных
примесных состояний в поле сильной волны

Невозмущенные волновые функции локализованных состояний в приближении эффективной массы имеют вид [3]

$$\varphi_A(r) = \left(\frac{\lambda_A}{2\pi}\right)^{1/2} \frac{M_A}{r} e^{-\lambda_A r} \left(1 - e^{-\frac{r}{r_0}}\right) U_{v_0}(r),$$

$$\varphi_D(\mathbf{r}-\mathbf{R}) = \left(\frac{\lambda_D}{2\pi}\right)^{1/2} \frac{M_D}{|\mathbf{r}-\mathbf{R}|} e^{-\lambda_D|\mathbf{r}-\mathbf{R}|} \left(1 - e^{-\frac{|\mathbf{r}-\mathbf{R}|}{r_0}}\right) U_{co}(\mathbf{r}-\mathbf{R}),$$

$$M_i = \sqrt{1 - 3\rho_i + 2\rho_i^2}, \quad \rho_i = \lambda_i r_0 \quad (i = A, D),$$

где U обозначает валентную зону, s — зону проводимости, U_{co} и U_{vo} — блоховские амплитуды с квазиимпульсом $\mathbf{k} = 0$, R — расстояние между донором и акцептором, r_0 — радиус потенциальной ямы, причем при $r_0 \rightarrow 0$ получаются результаты короткодействующего потенциала Луковского, а при $r_0 \rightarrow \infty$ — результаты для мелких центров [4], λ_A и λ_D — параметры теории, которые определяются по известным экспериментальным значениям энергии ионизации примесных центров.

Мы ограничимся случаем $\lambda_D \ll \lambda_A$, что хорошо выполняется для многих полупроводников, и умеренной концентрацией доминирующей примеси n_A , когда $\bar{R} \gg \lambda_D^{-1}$ ($\bar{R}$ — среднее расстояние между донором и акцептором). Тогда основной вклад в вероятность перехода будут давать переходы в донорно-акцепторных парах с $R \gtrsim \lambda_D^{-1}$, так как матричный элемент оператора импульса, определяемый перекрытием волновых функций донора и акцептора, пропорционален $\exp(-\lambda_D R)$, а число пар с $R < \lambda_D^{-1}$ мало. В этом случае энергию взаимодействия пары можно принять равной $e^2/\epsilon_0 R$ (ϵ_0 — статическая диэлектрическая проницаемость) и рассматривать ее как сдвиг энергетического уровня акцептора, захватившего электрон электрическим полем ионизированного донора.

Расчеты согласно методу, изложенному в [2], для волновых функций и квазиэнергий двухуровневой системы донор — акцептор в поле волны $A = A_0 \cos(\Omega t - \mathbf{q}\mathbf{r})$ дают

$$E_D^{1,2} = E_D - \hbar\epsilon \mp \sqrt{\hbar^2\epsilon^2 + \hbar^2|\Lambda|^2},$$

$$E_A^{1,2} = E_A + \hbar\epsilon \mp \sqrt{\hbar^2\epsilon^2 + \hbar^2|\Lambda|^2},$$

(1)

$$\Lambda = \frac{eA_0}{m_0c} \frac{\mathbf{e}\mathbf{P}_{cv}(0)}{\hbar} (\lambda_A \lambda_D)^{1/2} M_A M_D \frac{e^{-\lambda_D R}}{R} \left(1 - e^{-\frac{R}{r_0}}\right) \left[\frac{1}{q^2 + \lambda_A^2} - \frac{1}{\left(\lambda_A + \frac{1}{r_0}\right)^2 + q^2} \right],$$

$$\dot{\varphi}_D = C_2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_A^2 t\right) \varphi_A + C_1 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_D^2 t\right) \varphi_D,$$

$$\dot{\varphi}_A = C_1 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_A^1 t\right) \varphi_A - C_2 \exp\left(-\frac{i}{\hbar} E_D^1 t\right) \varphi_D,$$

(2)

$$C_{1,2} = \frac{\epsilon \pm \sqrt{\epsilon^2 + |\Lambda|^2}}{2\sqrt{\epsilon^2 + |\Lambda|^2}}, \quad \epsilon = \frac{1}{2\hbar} \left(E_D - E_A + \frac{e^2}{\epsilon_0 R} - \hbar\Omega\right),$$

$$E_A' = E_A - \frac{e^2}{\epsilon_0 R}, \quad \mathbf{P}_{cv}(0) = \int U_{co}^* \mathbf{P} U_{vo} d\mathbf{r}.$$

Все обозначения аналогичны обозначениям [2].

Полученные волновые функции ортонормированы, а при $A_0 \rightarrow 0$ формулы (1) и (2) дают соответствующие невозмущенные значения. Отметим, что в случае мелких примесных центров ($r_0 \rightarrow \infty$) получаются результаты, рассмотренные в [2].

3. Коэффициент поглощения дополнительной слабой волны

Воспользовавшись волновыми функциями (2), рассмотрим поглощение дополнительной слабой волны $A_1 \cos(\omega t - \mathbf{k} \mathbf{r})$, ($\omega \sim \Omega$) двухуровневой системой донор-акцептор, находящейся в поле сильной волны. Будем исходить из формулы для коэффициента поглощения [5]

$$K(\omega) = \frac{2\pi\hbar c}{N\omega} \frac{w}{|A_1|^2},$$

где w — вероятность перехода в единицу времени, N — показатель преломления среды. Учитывая слабую волну как возмущение, выражение для коэффициента поглощения для определенной пары донор-акцептор (расстояние между которыми — R) будет иметь вид

$$K_R(\omega) = B(\mathbf{e}_1 \mathbf{P}_{cv}(0))^2 \frac{e^{-2\lambda_D R}}{R^2} (1 - e^{-\frac{R}{r_0}})^2 \times \\ \times [C_1^2 (2\zeta_k + \hbar\Omega - \hbar\omega) - C_2^2 (2\zeta_k - \hbar\Omega + \hbar\omega)], \quad (3)$$

где

$$B = \frac{4\pi^2 e^2}{N c \omega m_0^2} \lambda_A \lambda_D (M_A M_D)^2 \left\{ (k^2 + \lambda_A^2)^{-1} - \left[\left(\lambda_A + \frac{1}{r_0} \right)^2 + k^2 \right]^{-1} \right\},$$

$\mathbf{e}_1$ — единичный вектор в направлении слабого поля, $\epsilon_R = \hbar \sqrt{\epsilon^2 + |\Delta|^2}$.

Считая R меняющимся непрерывно, при $n_A \gg n_D$ запишем выражение для спектральной плотности поглощения:

$$K(\omega) = N_D \int_0^\infty K_R(\omega) W(R) dR, \quad (4)$$

где N_D — полное число доноров, $W(R)$ — функция распределения пар по значениям R . Предполагая распределение примесей в кристалле случайным, возьмем в качестве функции распределения пар по R закон распределения непосредственного соседа [6]

$$W(R) = 4\pi R^2 n_A \exp\left(-\frac{4}{3} \pi R^3 n_A\right).$$

Приведем выражения для коэффициента поглощения для некоторых представляющих интерес предельных случаев.

а) Если $|\omega - \Omega| \gg 2\Delta$, что соответствует поглощению добавочного поля без учета высокочастотных сдвигов уровней, то из (4) получаем

$$K_1(\omega) = B \frac{2^4 \pi^2 \varepsilon_0 F_{cv}^2(0) N_D n_A}{3 e^2} e^{-2\lambda_D R_1} (1 - e^{-\frac{R_1}{r_0}})^2 e^{-\frac{4}{3} \pi n_A R_1^2} R_1^4, \quad (5)$$

где

$$R_1 = \frac{e^2}{\varepsilon_0} (\hbar\omega - E_A - E_D)^{-1}.$$

Как видно из (5), в случае мелких примесных центров получается формула (27) работы [7] (см. также [8, 9]).

б) Рассмотрим область $|\omega - \Omega| \geq 2\Lambda$. В случае изотропного сдвига $\Lambda(R) = \Lambda(R_0) = \text{const}$ коэффициент поглощения при $\frac{e^2}{\varepsilon_0 R_0} \gg \hbar\Lambda$ принимает вид

$$K_2(\omega) = \pm B \frac{2^4 \pi^2 \varepsilon_0 P_{cv}^2(0) N_D n_A}{3 e^2} e^{-2\lambda_D R_0} (1 - e^{-\frac{R_0}{r_0}})^2 \times \\ \times e^{-\frac{4}{3} \pi n_A R_0^2} R_0^2 \sqrt{\frac{\Lambda(R_0)}{\pm (\omega - \Omega) - 2\Lambda(R_0)}}, \quad \begin{matrix} \omega > \Omega + 2\Lambda, \\ \omega < \Omega - 2\Lambda, \end{matrix} \quad (6)$$

где

$$R_0 = \mp \frac{e^2}{\varepsilon_0} (E_D - E_A - \hbar\Omega)^{-1}.$$

в) В области $|\omega - \Omega| \leq 2\Lambda$ ход коэффициента поглощения существенно отличается для изотропного и анизотропного сдвигов уровней. Для изотропного высокочастотного сдвига коэффициент поглощения

$$K_3(\omega) = 0$$

в области 4Λ . Если же положить $\Lambda(R) = \Lambda(R_0) \cos \theta_1$, где θ_1 — угол между $\mathbf{e}$ и $\mathbf{P}_{cv}(0)$, то при $e^2/\varepsilon_0 R_0 \gg \hbar\Lambda$ получаем

$$K_4(\omega) = \pm B \frac{5 \pi^4 \varepsilon_0 P_{cv}^2(0) N_D n_A}{3 e^2} e^{-2\lambda_D R_0} (1 - e^{-\frac{R_0}{r_0}})^2 \times \\ \times e^{-\frac{4}{3} \pi n_A R_0^2} R_0^2 (a \cos^2 \theta + b \sin^2 \theta), \quad \begin{matrix} \omega < \Omega + 2\Lambda, \\ \omega > \Omega - 2\Lambda, \end{matrix} \quad (7)$$

где θ — угол между $\mathbf{e}$ и $\mathbf{e}_1$, $\mathbf{e}$ — единичный вектор в направлении сильного поля.

$$a = x^3, \quad b = \frac{6}{5} x \left(1 - \frac{5}{12} x^2\right), \quad x = \frac{\omega - \Omega}{2\Lambda(R_0)}.$$

Таким образом, наличие сдвига примесных уровней в рассматриваемом случае приводит к тому, что поглощение становится анизотропным и при $\theta = 0$ практически отсутствует в интервале Λ .

Знак минус в формулах (6), (7) соответствует усилению. Это вынужденное излучение частоты аналогично трехфотонным процессам, имеющим место в обычных двухуровневых атомных системах. Для небольших интенсивностей внешнего поля трехфотонное излучение можно представить

как последовательность трех процессов: поглощение фотона из сильной волны, излучение в слабую волну и снова поглощение из сильной волны. Атом при этом переходит из нижнего состояния в верхнее состояние. Закон сохранения энергии в данном случае имеет вид $\omega = 2\Omega - (E_D - E_A)$.

В заключение отметим, что при фиксированной частоте Ω , меняя напряженность сильного поля и концентрацию доминирующей примеси, можно варьировать энергии активации примесей, что, по-видимому, даст дополнительную возможность управления интенсивностью и разрешением пиков межпримесного поглощения и усиления.

Ереванский политехнический
институт им. К. Маркса
Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 5.1.1979

ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Галицкий, С. П. Гореславский, В. Ф. Елесин. ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
2. С. А. Арутюнян, Э. М. Казарян, Г. Р. Минасян. ФТП, 12, 2393 (1978).
3. В. Д. Продан, Я. А. Рознерица. ФТП, 9, 148 (1975).
4. J. M. Luttinger, W. Kohn. Phys. Rev., 97, 869 (1955).
5. Оптические свойства полупроводников A^3B^5 . Сб. статей под ред. Р. Уиллардсона и Н. Бира, М., 1970.
6. G. M. Döhler. Phys. Stat. Sol. (b), 45, 705 (1971).
7. А. Э. Юнович. Сб. Излучательная рекомбинация в полупроводниках, Изд. Наука, М., 1972.
8. M. R. Lorenz, T. N. Morgan, G. D. Pettit. Труды IX Международной конференции по физике полупроводников, Изд. Наука, Л., 1969, т. 1, стр. 524.
9. F. Willtams. Phys. Stat. Sol. (b), 25, 493 (1968).

ՄԻՋԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ԿԼԱՆՈՒՄ ԿԻՍԱԼԶԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ ՈՒԺԵՂ ԷԼԵԿՏՐՈՄԱԳՆԵՒԱԿԱՆ ԱԼԻՔԻ ԴԱՇՏՈՒՄ

Է. Մ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ, Ա. Ն. ՄԵԼԻԿՅԱՆ, Հ. Ռ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Քննարկված է ուժեղ էլեկտրամագնիսական ալիքի փոխադրեցությունը ոչ այնքան խոր (բայց ոչ ծանծաղ) դոնորներ և ակցեպտորներ պարունակող կիսահաղորդիչների հետ Ստացված են խառնուրդների ակտիվացման էներգիաների և ալիքային ֆունկցիաների արտահայտությունները արտաքին դաշտում, Հաշվված է նաև միջխառնուրդային կլանման գործակիցը լրացուցիչ թույլ ալիքի համար: Ծույց է տրված, որ բացի կլանումից, որը էապես տարրերվում է խառնուրդային մակարդակների համասեռ և ոչ համասեռ շեղման դեպքերի համար, տեղի ունի նաև թույլ լույսի ուժեղացում:

INTERIMPURITY ABSORPTION IN SEMICONDUCTORS IN THE FIELD OF A STRONG ELECTROMAGNETIC WAVE

E. M. KAZARYAN, A. O. MELIKYAN, H. R. MINASYAN

The interaction of a strong electromagnetic wave with a semiconductor containing adequately shallow donor and acceptor centers is discussed. Expressions are obtained for activation energies and wave functions of impurities in the wave field. The interimpurity coefficient of an additional weak wave absorption is also calculated. It is shown that except the absorption, which is essentially different for the isotropic and nonisotropic level shifts, the amplification of the weak wave also takes place.

ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ СПЕКТР ДЕФЕКТОВ В ОДНОМЕРНОЙ ПЕРИОДИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ

З. А. КАСАМАНЯН, С. М. МОВСИСЯН, В. М. ГАСПАРЯН

Развита строгая теория энергетических уровней в одномерном случае. Дается также формулировка задачи на языке псевдопотенциалов. Для конкретных моделей резкого изменения потенциала дефекта найдены соответствующие псевдопотенциалы. Обсуждается вопрос о зависимости положения уровня от конкретной формы потенциала. Показано, что есть случаи, когда возникают нестандартные мелкие уровни.

В настоящее время является общепринятой точка зрения о том, что теория мелких уровней дефектов в полупроводниках находится в удовлетворительном состоянии. Поскольку теория глубоких уровней в реальном случае встречается с большими трудностями, то естественно прибегать к модельным задачам. Так, например, задача о дефекте в одномерной модели Кронига-Пенни дает точное решение [1], причем оказывается, что энергетические уровни в запрещенной зоне вблизи верхнего края разрешенной зоны обладают некоторыми особенностями. В частности, возникает нестандартная зависимость радиуса локального состояния от энергии, отсчитанной от верхнего края разрешенной зоны [2].

Принято также считать, что дефекты в периодической системе при достаточно малой концентрации могут привести к возникновению дискретных уровней в запрещенной зоне, а влияние их на разрешенные зоны можно не учитывать. Состояния, возникающие в запрещенной зоне, казалось бы, отщеплены от области вблизи края соответствующей зоны, если имеем дело с мелкими уровнями. Между тем полученное в [1] решение, позволяющее в модельном случае исследовать структуру спектра в целом, подтверждает это предположение далеко не всегда. В методическом отношении интересной является сама по себе возможность построения строгой и последовательной теории уровней дефектов хотя бы в одномерном случае. Дополнительные модельные предположения в дальнейшем нами принимаются во внимание для иллюстративных целей и для исследования отдельных вопросов. Основное внимание уделяется поведению энергетического спектра в резко меняющихся полях, когда метод огибающих волновых функций становится неприменимым.

1. Рассмотрим одномерную систему, являющуюся идеально периодической кроме области $x_1 < x < x_2$ (эту область обозначим как подсистему II), где предполагается произвольный пока потенциал. Для наших целей достаточно лишь знание общих свойств функции Грина в одномерном периодическом поле, и потому нет необходимости прибегать к модели. Энергетический спектр такой трехслойной структуры определяется уравнением [3]:

$$D(E) = 1 - \lambda_{r_{12}r_{23}} = 0, \quad (1)$$

где

$$r_{12} = \frac{G_2(x_1x_1)G_1'(x_1-0, x_1) - G_1(x_1x_1)G_2'(x_1-0, x_1)}{G_2(x_1x_1)G_1'(x_1-0, x_1) - G_1(x_1x_1)G_2'(x_1+0, x_1)},$$

$$r_{23} = \frac{G_1(x_2x_2)G_2'(x_2+0, x_2) - G_2(x_2x_2)G_1'(x_2+0, x_2)}{G_1(x_2x_2)G_2'(x_2-0, x_2) - G_2(x_2x_2)G_1'(x_2+0, x_2)},$$

$$\lambda = G_2(x_1x_2)G_2(x_2x_1)[G_2(x_1x_1)G_2(x_2x_2)]^{-1},$$

G_1 — функция Грина бесконечной периодической системы, G_2 — функция Грина для произвольного потенциала. Наличие разрыва у производной функции Грина, например, по первому аргументу при совпадающих координатах $\left(G(x_1 \mp 0, x_1) = \frac{\partial}{\partial x} G(x, x_1)|_{x \rightarrow x_1 \mp 0}\right)$ делает необходимым отличать левосторонние и правосторонние производные.

Волновые функции, соответствующие дискретным значениям энергии в запрещенной зоне идеальной периодической системы (подсистемы I), имеют вид

$$\varphi_1(x) = AG_1(x, x_1) \quad \text{при } x < x_1 \text{ и } x > x_2, \quad (2)$$

$$\varphi_2(x) = BG_2(x, x_1) + CG_2(x, x_2) \quad \text{при } x_1 < x < x_2. \quad (3)$$

Из вида (2) непосредственно следует, что волновая функция вне области дефекта имеет сложный осцилляционный вид, но ее огибающая экспоненциально падает по мере удаления из этой области. Радиус локального состояния есть γ^{-1} , где γ — аналитически продолженное из разрешенной зоны в запрещенную квазиволновое число ($\gamma = -ik$).

Таким образом, исследование энергетического спектра одномерной периодической системы при наличии дефекта сводится к решению уравнения (1), где функции Грина G_1 и G_2 должны находиться из решения самостоятельных независимых задач с заданными потенциалами и соответствующими им граничными условиями в бесконечности. Однако нахождение явного вида функции Грина является трудной и не всегда разрешимой задачей. Тем не менее она обладает известными аналитическими свойствами, что облегчает исследование уравнения (1). Таким путем, оказывается, можно получить нетривиальные качественные выводы.

2. Хотя исследование уравнения (1) можно провести и в общем виде, но для простоты удобно рассмотреть случай, когда контактные точки x_1 и x_2 находятся в совершенно симметричных условиях. Это означает выполнение равенств ($j = 1, 2$)

$$G_j(x_1x_1) = G_j(x_2x_2); \quad G_j' = \frac{\partial}{\partial x_1} G_j(x_1x_1) = -\frac{\partial}{\partial x_2} G_j(x_2x_2), \quad r_{12} = r_{23}, \quad (4)$$

что позволяет значительно упростить уравнение (1) ($\hbar = 2m = 1$):

$$\frac{1 + G_1'}{G_1} = \frac{G_2' - \left[\operatorname{th} \frac{xd}{2} \right]^{\pm 1}}{G_2}, \quad (5)$$

$$\frac{1 + G_1'}{G_1} = \frac{G_2 - \left| i \operatorname{tg} \frac{kd}{2} \right|^{\pm 1}}{G_2}, \quad (6)$$

где

$$d = x_2 - x_1, \quad \kappa = \frac{1}{d} \int_{x_1}^{x_2} \frac{dx}{2 G_2(x, x)} = -ik.$$

В итоге для определения энергетических уровней в запрещенной зоне I подсистемы в силу симметричных условий имеем два уравнения (5) в запрещенной области и два уравнения (6) в разрешенной области спектра II подсистемы. При этом качественная зависимость левых частей уравнений как функция энергии и параметра x_1 в случае произвольного периодического потенциала нам известна (см. [4]). Теперь задача сводится к нахождению правых частей при конкретной форме потенциала II подсистемы.

Важно отметить, что информации о периодическом поле и потенциале дефекта входят сюда независимо, что позволяет также сформулировать задачу на языке псевдопотенциалов. Для этой цели удобно представить уравнения (5) и (6) в виде

$$1 + V(E) \frac{G_1}{1 + G_1'} = 0, \quad (7)$$

напоминающем уравнение в модели δ -образного потенциала дефекта

$$1 + VG_1 = 0. \quad (7a)$$

Псевдопотенциалы дефекта $V(E)$, являющиеся действительными величинами, помимо конкретного вида истинного потенциала зависят и от энергии. Здесь мы имеем возможность, как это принято говорить, найти псевдопотенциалы, «исходя из первых принципов». Для этого необходимо определить функцию Грина $G_2(x, x; E)$, зависящую от двух аргументов, при конкретном виде потенциала дефекта. Мы рассмотрим сначала простейшую модель резкого изменения потенциала:

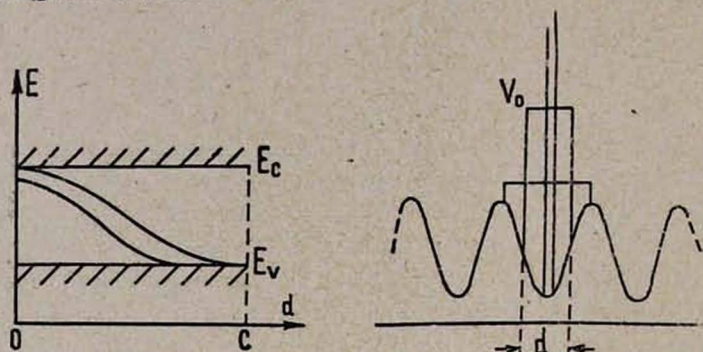
$$V(x) = V_0 \delta(x - x_1) \theta(x_2 - x). \quad (8)$$

Тогда имеем

$$G_2(x, x; E) = i[2\sqrt{E - V_0}]^{-1}, \quad G_2' = 0, \quad k = \sqrt{E - V_0}, \quad \kappa = \sqrt{V_0 - E}.$$

Анализ уравнения (7) показывает, что положение уровня (или уровней) существенно зависит от выбора параметров V_0 и x_1 ($x_2 = a - x_1$, a — постоянная решетки). Интересен случай, когда высота и ширина потенциала меняются, но площадь остается неизменной ($V_0 d = \text{const}$). При изменении d в пределах $0 < d < a$ (при $d \rightarrow 0$ осуществляется переход к δ -образному потенциалу) положение уровня в запрещенной зоне меняется довольно существенно (см. рисунок), что наглядно иллюстрирует чувствительную зависимость результатов от формы потенциала. Это обстоятельство представляет собой известное затруднение в теории глубоких уровней.

Есть случаи, заслуживающие подробного рассмотрения. Если контактные точки являются экстремальными точками периодического потенциала, что соответствует крайним случаям выбора вышеуказанного параметра d , имеет место равенство $G_1' \equiv 0$ (см. [5]). Функция Грина при совпадающих координатах тогда может иметь нестандартное поведение: на-



Схематическое изображение изменения положения уровней в запрещенной зоне в зависимости от d ($d=2x_0$, $V_0 d = \text{const}$). Справа показан выбор модели потенциала дефекта в трех случаях.

пример, в случае максимума она обращается в нуль на нижнем крае запрещенной зоны (см. [5, 6]). Соответствующим выбором параметров можно добиться того, чтобы уровень находился вблизи верхнего края низколежащей разрешенной зоны, хотя он может отщепляться и от высоколежащей разрешенной зоны. Кроме этого радиус локального состояния может значительно превышать потоянную решетки, так что уровень воспринимается как мелкий. Для таких «мелких» уровней имеет место, как и в случае δ -образного потенциала дефекта [2], нестандартная зависимость радиуса локального состояния r_0 от энергии, отсчитанной от края близлежащей разрешенной зоны E_A , $r_0 \sim E_A^{-2}$.

В случае же, показанном на рисунке, при $d \rightarrow 0$ нижний уровень может стать «мелким» (верхний прижат к краю зоны), но, как легко убедиться, он отщеплен от низколежащей разрешенной зоны. При малых d мы фактически имеем два мелких уровня, однако один из них является нестандартным: он образован из состояний нижней разрешенной зоны, принадлежащих всей зоне Бриллюэна. Естественно, что поведение таких мелких уровней должно отличаться от стандартных. В частности, связанный с таким центром электрон может эффективно взаимодействовать как с длинноволновыми, так и с коротковолновыми колебаниями решетки.

3. Перейдем к случаю достаточно плавного потенциала дефекта, когда функцию Грина G_2 можно вычислить в квазиклассическом приближении ($x_1 = -x_0$, $x_2 = x_0$):

$$G_2(x; E) = \frac{i}{2k}, \quad k = \frac{1}{x_0} \int_0^{x_0} \sqrt{E - V_2(x)} dx,$$

$$G'_2 \approx 0, \quad \kappa = \frac{1}{x_0} \int_0^{x_0} \sqrt{-E + V_2(x)} dx.$$

Тогда мы имеем возможность определить псевдопотенциалы в зависимости от конкретной формы истинного потенциала. Отметим, однако, что в отличие от стандартного квазиклассического подхода для определения уровней энергии здесь параметр x_0 не является классической точкой поворота. Более того, соответствующим выбором $V_2(x)$ можно добиться того, чтобы точка поворота вообще не входила в интересующий нас интервал $0 < x < x_0$. Отметим также, что использованное условие квазиклассичности относится лишь к потенциалу дефекта, а на периодическое поле не накладывается ограничений.

Рассмотрим пример, когда имеет место разрыв потенциала в контактных точках, но внутри он меняется по параболическому закону:

$$V_2(x) = V_0 + bx^2, \quad -x_0 < x < x_0.$$

Тогда при $E > V_0 + bx^2$, $b > 0$ имеем

$$k = \frac{E - V_0}{2x_0 \sqrt{b}} \left\{ \arcsin \left[\sqrt{\frac{b}{E - V_0}} x_0 \right] + \sqrt{\frac{b}{E - V_0}} x_0 \sqrt{1 - \frac{bx_0^2}{E - V_0}} \right\},$$

а остальные случаи получаются из этого выражения соответствующим аналитическим продолжением.

Если по-прежнему имеет место разрыв потенциала в контактных точках, но внутри он меняется так, что выполняется условие

$$V_2(x) = V_0 + \delta V, \quad |\delta V| \ll |E - V_0|,$$

то легко учесть первую поправку:

$$k \approx \sqrt{E - V_0} - \frac{\langle \delta V \rangle}{2\sqrt{E - V_0}}, \quad \langle \delta V \rangle = \frac{1}{x_0} \int_0^{x_0} \delta V dx.$$

Иногда может оказаться удобным аппроксимировать потенциал дефекта ломанной кусочно-гладкой линией. В таких случаях функцию G_2 можно найти из формулы для функции Грина контактной или двухконтактной задачи [3]. Наряду с использованием различных приближенных методов для нахождения G_2 могут представить интерес такие случаи потенциала дефекта, когда G_2 удастся вычислить точно. Для примера укажем потенциал осциллятора или электрического поля. Вычислительная сторона здесь весьма трудоемка и нет необходимости останавливаться на этих случаях.

Таким образом, с методической точки зрения нахождение энергетических уровней дефектов в запрещенной зоне одномерной периодической системы не встречает принципиальных трудностей, коль скоро известна функция Грина для последней.

4. Для количественного определения положения дискретных уровней необходимо вычислить функцию Грина идеальной периодической системы. Мы рассмотрим случай полупроводников с узкой запрещенной зоной, когда

функцию Грина можно вычислить в двухзонном приближении к р-метода. Не останавливаясь на деталях расчета, приведем окончательный результат при совпадающих аргументах:

$$G_1(x, x; E) = \frac{a}{2\pi} \frac{\Delta}{\Delta^2 - E^2} \left\{ \frac{E}{\Delta} + \cos \frac{2\pi}{a} x \right\}, \quad (9)$$

где Δ — полуширина запрещенной зоны.

С помощью (9) уравнение (7) можно привести к виду

$$E = \Delta \cos \left(\frac{2\pi}{a} x_0 + \varphi_{\pm} \right), \quad (10)$$

$$\varphi_{\pm} = 2 \arctg \left\{ \frac{a}{2\pi} \frac{G_2' - [\text{th}(x x_0)]^{\pm 1}}{G_2} \right\} \quad \text{при} \quad 0 < \frac{2\pi}{a} x_0 + \varphi_{\pm} < \pi.$$

В общем случае выражение (10) представляет собой трансцендентное уравнение для определения уровней энергии. Тем не менее есть случаи, когда псевдопотенциалы дефекта слабо зависят от энергии. Тогда формула (10) дает явную зависимость энергетических уровней от параметров потенциала дефекта. Такая ситуация реализуется, например, в модели (8) при условии $V_0 \gg E$.

В заключение отметим, что развитый подход при определенных предположениях можно применить при исследовании контактных состояний в МДП-структурах. Аналогичный приближенный подход можно развить и в реальной трехмерной задаче о глубоких уровнях дефектов в полупроводниках в резко меняющихся полях. Эти вопросы заслуживают подробного рассмотрения и выходят за рамки настоящей работы.

Ереванский государственный

университет

ИРФЭ АН АрмССР

Поступила 13.IV.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. А. Касаманян. ЖЭТФ, 61, 1215 (1971).
2. Ж. Р. Паносян, В. А. Меликсетян, Э. А. Касаманян. ФТП, 10, 918 (1976).
3. Э. А. Касаманян, Э. С. Юзбашян. Ученые записки ЕрГУ, № 2, 43 (1977).
4. А. А. Варданян, Э. А. Касаманян. Изв. АН АрмССР, Физика, 12, 75 (1977).
5. Э. А. Касаманян. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 436 (1976).
6. Э. А. Касаманян. ЖЭТФ, 69, 281 (1975).

ԴԵՖԵԿՏՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ՍՊԵԿՏՐԸ ՄԻԱԶԱԿ
ՊԱՐԲԵՐԱԿԱՆ ՄԻՍՏԵՄՈՒՄ

Ձ. Ձ. ԿԱՍԱՄԱՆՅԱՆ, Ս. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ, Վ. Մ. ԴԱՍՊԱՐՅԱՆ

Զարգացված է էներգետիկ մակարդակների ճշգրիտ տեսություն միաչափ դեպքում: Խնդիր է ձևակերպվում տրվում է նաև փակղվածությունների լեզվով: Որոշակի մոդելների համար, երբ դեֆեկտի պոտենցիալը կրում է կտրուկ փոփոխություն, գտնված են համապատասխան փակղվածություններ: Փնտրվում է մակարդակի տեղի փոփոխման կախվածությունը պոտենցիալի կոնկրետ տեսքից: Ցույց է տրվում, որ որոշ դեպքերում առաջանում են ոչ սովորական ծանծաղ մակարդակներ:

ENERGY SPECTRUM OF DEFECTS IN ONE-DIMENSIONAL PERIODIC SYSTEM

Z. H. KASAMANYAN, S. M. MOVSISYAN, V. M. GASPARYAN

A rigorous theory of energy levels in one-dimensional case is developed. The formulation of the problem is also given in terms of pseudopotentials. For particular models of abrupt variation of the potential the corresponding pseudopotentials are obtained. The dependence of the level position on the definite form of the potential is discussed. Unusual shallow levels are shown to arise in some cases.

О РАСЩЕПЛЕНИИ РЕНТГЕНОВСКИХ ЛАУЭ-ОТРАЖЕНИЙ
И ОБРАЗОВАНИИ КОНТРАСТА ИЗОБРАЖЕНИЙ ДЕФЕКТОВ
В КРИСТАЛЛАХ

В. И. АВУНДЖЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН, Г. М. АЛАДЖАДЖЯН

Экспериментально исследовано расщепление лауэ-рефлексов при съемке в моно- и полихроматическом излучении кристаллов различной толщины и с различным состоянием поверхностей.

Явление расщепления лауэ-пятен, полученных от кристаллов кварца, было впервые обнаружено Сакисака и Сумото [1]. Такое расщепление наблюдалось также на лауэ-пятнах, полученных от разных кристаллов. Рядом авторов [2—9] предложены различные и порой противоречивые объяснения этого явления. Некоторые из предложенных схем расщепления приведены на рис. 1.

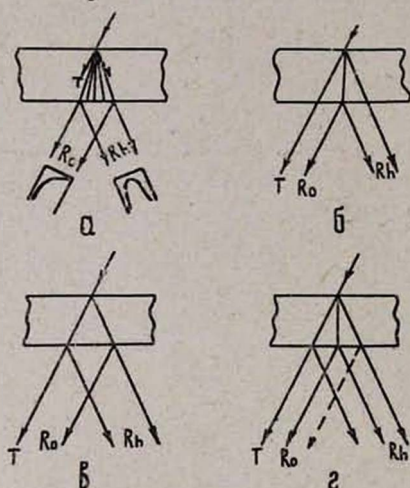


Рис. 1. Схемы различных механизмов расщепления лауэ-рефлексов: а) тонкий ($\mu t \ll 1$) совершенный кристалл с протравленными поверхностями; б) толстый ($\mu t \gg 1$) совершенный кристалл с отшлифованной поверхностью входа; в) кристалл средней ($\mu t \approx 1$) толщины с отшлифованными поверхностями входа и выхода; г) толстый совершенный кристалл с отшлифованными поверхностями входа и выхода; μ — линейный коэффициент поглощения, t — толщина кристалла.

С целью выяснения этого явления и вообще структуры лауэ-рефлексов в настоящей работе исследованы лауэ-отражения в случае монохроматического и полихроматического падающих пучков. Исследовано также влияние толщины и состояния поверхностных слоев кристалла на эти отражения.

В случае полихроматического падающего пучка исследование структуры лауэ-пятен проведено на высокосовершенных кремниевых кристаллических пластинках толщиной 1÷8 мм. Пучок рентгеновского излучения из Мо-анода после коллимации двумя диафрагмами с диаметром 0,5 мм, установленными на расстоянии 60 мм друг от друга, падал на кристаллическую пластинку перпендикулярно к ее поверхности. Лауэ-пятна регистрировались на рентгеновской пленке, установленной перпендикулярно к проходящему пучку.

Поверхности образцов после травления шлифовались. На рис. 2 приведены изображения лауэ-пятен от кристаллов, у которых отшлифованы либо поверхность входа, либо поверхность выхода, или обе вместе. Когда отшлифованы обе поверхности, лауэ-пятна расщепляются на два компонента (рис. 2а): один соответствует поверхности входа, другой — поверх-

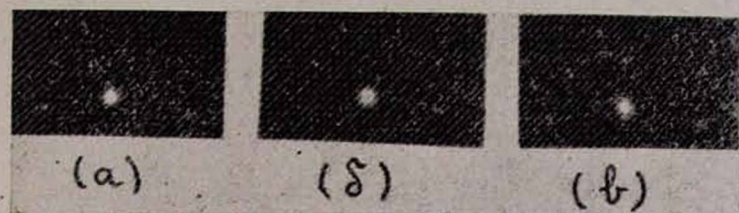


Рис. 2. Изменение структуры лауэ-пятен кристалла кремния толщиной в 3 мм при последовательной шлифовке поверхностей входа и выхода: а) отшлифованы поверхности входа и выхода; б) отшлифована только поверхность выхода; в) отшлифована только поверхность входа.

ности выхода. Измерение расстояний компонентов от центрального пятна (следа проходящего пучка) указывает на их образование по схеме рис. 1в. Они образуются в результате увеличения интенсивности отражения от поверхностей входа и выхода, происходящего вследствие образования на них дефектов в процессе шлифовки. Это дополнительно подтверждается тем, что когда шлифуется только поверхность входа или выхода, то появляется лишь компонент соответствующей поверхности (рис. 2б и в). Появление диффузного максимума, наблюдаемого в промежутке между этими компонентами в случае толстых кристаллов, объясняется эффектом Бормана (рис. 1г).

Таким образом, расщепление лауэ-пятен, обычно наблюдаемое от высокосовершенных кристаллов, является следствием дефектов, образовавшихся на поверхностях кристалла, и происходит в соответствии со схемой, приведенной на рис. 1в. Причиной образования дефектов может явиться резка, шлифовка или полировка. Они могут образоваться также в результате окисления поверхностного слоя, поверхностного натяжения и т. д.

Исследование структуры лауэ-отражений в случае монохроматического падающего пучка было проведено на высокосовершенных кристаллических пластинках кремния с отражающими плоскостями (220), перпендикулярными к поверхности. Пучок рентгеновских лучей от Mo -анода с фокусным пятном $0,02 \times 8$ мм² после прохождения через щель шириной в 0,1 мм монохроматизировался при помощи кристалла кварца, установленного в положение отражения $Mo K_{\alpha_1}$. Кремниевый образец находился на расстоянии 400 мм от монохроматора и был установлен в положении ($n, -n$) отражения. Рентгеновская пленка помещалась перпендикулярно к отраженному пучку таким образом, чтобы на ней можно было регистрировать также проходящий пучок. Толщина образцов составляла $0,3 \div 16,5$ мм.

В случае, когда отшлифованы обе поверхности образца, изображения отраженного по Лауэ пучка R_n и пучка R_o , дифрагированного по направ-

лению проходящего пучка T (рис. 3), представляющие собой вертикальные полосы, имеют пятнистую структуру со слоями, идущими поперек этих

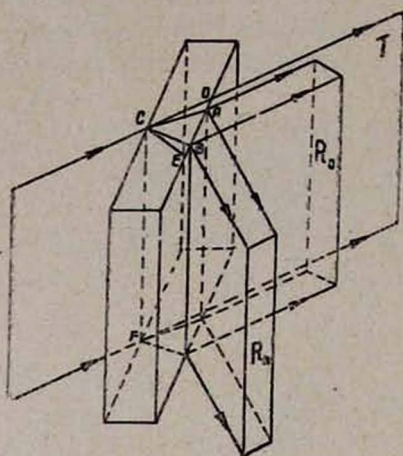


Рис. 3. Схема образования треугольного веера Бормана и пучков R_0 , R_h и T при лентообразной форме падающего пучка.

полос (рис. 4). Когда толщина образца составляет 5 мм или меньше, по краям изображения пучка R_h появляются интенсивные компоненты аналогично вышеописанным компонентам, возникающим при расщеплении лауэ-пятен. Они имеют вид вертикальных линий, параллельных упомянутым полосам (рис. 4в, г). С уменьшением толщины кристалла эти компоненты приближаются друг к другу и одновременно становятся более интенсивными. Однако, когда кварцевый монохроматор снимается и падающий пучок становится полихроматическим, компоненты появляются независимо от толщины кристалла (рис. 4д).

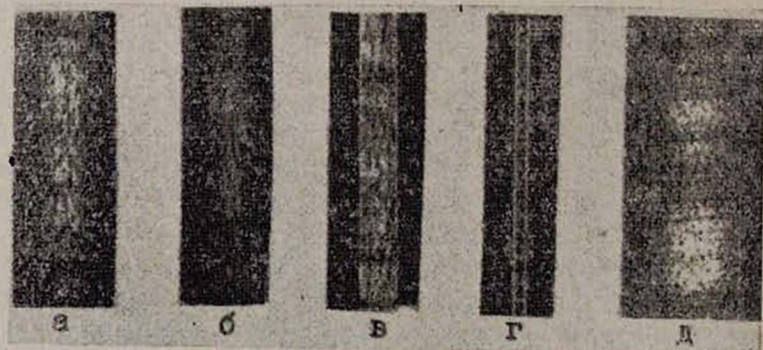


Рис. 4. Изменение интенсивностей краевых компонентов лауэ-отражений (220) при уменьшении толщины пластинки кремния в случаях монохроматического (а, б, в, г) и полихроматического (д) излучений. Толщины образцов: а) 11,4 мм; б) 7 мм; в) 4,4 мм; г) 2 мм и д) 8 мм.

Когда образец травится, описанная структура пучков R_0 и R_h исчезает вместе с интенсивными компонентами, что указывает на то, что их возникновение обусловлено дефектами, образующимися на поверхностях

кристалла при шлифовке. Шлифовка только поверхности входа или только поверхности выхода показала, что происхождение поперечных слоев обусловлено дефектами поверхности входа, а пятнистая структура — дефектами поверхности выхода. Этот факт приводит к следующему объяснению их образования. Когда падающий пучок в виде ленты (рис. 3) проходит сквозь отшлифованную поверхность входа, то вследствие определенного распределения дефектов вдоль линии CF , по которой он входит в кристалл, его интенсивность на различных отрезках этой линии убывает по-разному. Далее, распространяясь в кристалле, пучок расширяется, образуя треугольный веер Бормана CAB , и, достигая поверхности выхода, расщепляется на пучки R_0 и R_h , которые, падая на пленку, образуют вертикальные полосы, изображенные на рис. 5 и 6. В результате расширения по треугольнику

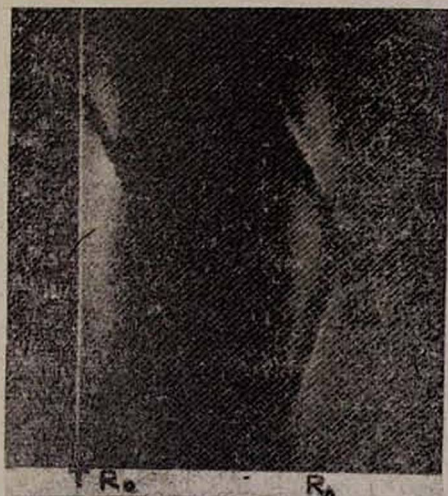


Рис. 5.

Рис. 5. Контрасты изображений царапины, сделанной на поверхности выхода кристалла кремния, в пучках R_0 и R_h .

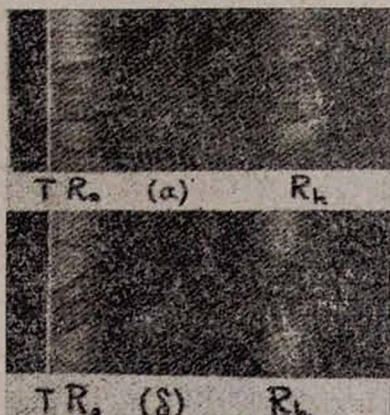


Рис. 6.

Рис. 6. Рентгенофотографические изображения отверстия, сделанного в кристалле под углом к его поверхности и к отражающим плоскостям, при различных глубинах пересечения с ним проходящего пучка T : а) сечение близко к поверхности входа; б) сечение близко к поверхности выхода.

CAB любой отрезок высоты CF пучка, проходящего через поверхность входа, на поверхности выхода превращается в слой, перпендикулярный плоскости. Пучок же, который кинематически отражается от тонкого слоя поверхности входа, содержащего большое количество дефектов, далее распространяясь в кристалле вдоль направления CE (рис. 3), полностью поглощается в нем в случае толстого кристалла, так как длина волны излучения в этом пучке отличается от брэгговской длины волны для внутренних совершенных слоев кристалла. В случае тонкого кристалла этот пучок образует интенсивный компонент у того края изображения пучка R_h , который соответствует поверхности входа. Таким же образом интенсивный

компонент, соответствующий поверхности выхода и появляющийся у другого края изображения пучка R_h , образуется кинематическим отражением в точке D тех длин волн, которые содержатся только в пучке T и которые отличаются от брэгговской длины волны для совершенного участка кристалла. Если кристалл достаточно толстый, эти волны поглощаются в кристалле, не доходя до точки D .

Расщепление пучка, распространяющегося внутри кристалла, на пучки R_0 и R_h фактически происходит непосредственно перед его прохождением через тонкий несовершенный слой поверхности выхода, так как в этом слое нарушены динамические условия дифракции. Таким образом, пучки R_0 и R_h после расщепления, проходя через этот тонкий слой поверхности выхода, проектируют имеющиеся в нем дефекты на их изображения в виде кинематического отражения и тем самым создают вышеописанную пятнистую структуру.

Контрасты изображений дефектов поверхности выхода в изображениях пучков R_0 и R_h имеют противоположный знак в результате указанного механизма их образования: местам усиленной интенсивности в изображении пучка R_0 соответствуют места ослабленной интенсивности в изображении пучка R_h , и наоборот. Контрасты же изображений дефектов поверхности входа в изображениях этих же пучков имеют одинаковый знак. Противоположность знака контраста дефекта поверхности выхода на изображениях пучков в R_0 и R_h хорошо иллюстрируется на рис. 5, где запечатлено топографическое изображение царапины, сделанной на поверхности выхода кристалла кремния.

В случае полихроматического падающего пучка независимость появления интенсивных краевых компонентов от толщины кристалла можно объяснить ростом угловой ширины Ω падающего пучка, который происходит при снятии кварцевого монохроматора. Угловая ширина отражения ω отшлифованных поверхностей вообще больше, чем аналогичная ширина для внутренних совершенных частей. Когда на кристалл падает монохроматический пучок, то для его внутренних совершенных частей $\Omega > \omega$, а для поверхностей $\Omega < \omega$. При удалении монохроматора Ω растет и вследствие этого для поверхностных слоев также условие $\Omega < \omega$ переходит в условие $\Omega > \omega$, что приводит к росту интенсивности отражения от них. Для лауэ-пятен, полученных стандартным методом (методом Лауэ), последнее условие всегда выполняется.

Кроме этого ширина интервала длин волн $\Delta\lambda$, которые могут отражаться от поверхностных слоев, больше соответствующего интервала для внутренней части. Отсутствие же такой большой ширины интервала длин волн в монохроматическом падающем пучке также может быть причиной меньшей интенсивности отражения от поверхностных слоев в случае монохроматического падающего пучка. Это обстоятельство может играть важную роль во многих случаях образования рентгеновских изображений дефектов. Для подтверждения этого вывода в одном из образцов было просверлено отверстие диаметром в 1 мм под углом 35° как к его поверхностям, так и к отражающим плоскостям (220). Были получены рентгено-

топографические картины различных участков образца, в которых сечение отверстия находилось на различных глубинах от поверхности входа. Сравнение этих картин (рис. 6) показывает, что изображение сечения отверстия в виде эллипса образуется кинематическим отражением длин волн от тех мест в кристалле, где проходящий пучок T пересекается с отверстием (рис. 7). Это дополнительно подтверждается формой и размерами эллипса

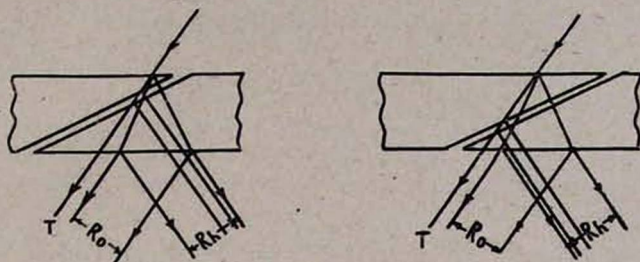


Рис. 7. Схемы образования изображений отверстия (а) на рис. 6а; (б) на рис. 6б.

в изображениях. Это означает, что длины волн, отраженных от сечения отверстия и образующих его изображение в виде эллипса, отсутствуют в пучке, распространяющемся внутри треугольника Бормана $СAB$ (рис. 3), и что они содержатся лишь в пучке T .

Ереванский государственный
университет

Поступила 22.XII.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Y. Sakisaka, I. Sumoto. Proc. Math.-Phys. Soc. (Japan), 13, 221 (1931).
2. J. H. Cork. Phys. Rev., 42, 729 (1932).
3. C. C. Murdock. Phys. Rev., 45, 117 (1934).
4. Р. Джеймс. Оптические принципы дифракции рентгеновских лучей, Изд. АН СССР, М., 1950.
5. N. Kato. Acta Cryst., 13, 349 (1960).
6. R. W. James. Sol. Stat. Phys., 15, 53 (1963).
7. П. А. Безиригян, В. И. Авунджян. Изв. АН АрмССР, Физика, 2, 224 (1967).
8. В. И. Авунджян, П. А. Безиригян. ДАН АрмССР, 42, 284 (1966).
9. В. И. Иверонова, Г. П. Ревкевич. Теория рассеяния рентгеновских лучей, Изд. МГУ, М., 1972.

ՌԵՆՏԳԵՆՆԱՆ ԼԱՈՒԷ- ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄՆԵՐԻ ԺԵՂՔՄԱՆ
ԵՎ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ ԵՂԱԾ ԹԵՐՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՊԱՏԿԵՐՆԵՐԻ
ԿՈՆՏՐԱՍՏԻ ԱՌԱՋԱՅՄԱՆ ՀԱՐՅԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Վ. Ի. ՀԱՎՈՒՆՋՅԱՆ, Պ. Հ. ԲԵԶԻՐԴՆԱՆՅԱՆ, Գ. Մ. ԱՎԱՆՋՅԱՆ

Աշխատանքում փորձնականորեն ուսումնասիրված է լաուէ-տիպի անդրադարձումների ճեղքումը մոնոխրոմատիկական և պոլիքրոմատիկական ընկնող ռենտգենյան փնջերի դեպքում: Զննված է նաև կապված ուսումնասիրված են նաև բյուրեղում եղած թերութիւնների պատկերների կոնտրաստի առաջացման որոշ հարցեր:

ON THE SPLITTING OF LAUE-REFLECTIONS AND THE FORMATION OF DEFECTS IMAGE CONTRAST IN CRYSTALS

V. I. HAVUNJIAN, P. H. EEZIRGANYAN, G. M. ALADJADJIAN

In the present paper a detailed experimental study of the splitting of Laue-reflections has been carried out in cases of monochromatic and nonmonochromatic incident beams. The effect of the crystal surface state on this splitting and some connected aspects of defects image formation were also studied.

ИССЛЕДОВАНИЕ МАГНИТНОЙ МИКРОСТРУКТУРЫ ПЛЕНОК В СЛУЧАЕ НЕЛИНЕЙНОЙ РЯБИ НАМАГНИЧЕННОСТИ

Я. М. ПОГОСЯН, С. Д. ГЕВОРКЯН

Методом лоренцевой микроскопии исследуется микромагнитная структура пленки в состоянии недонасыщения под действием полей, приложенных перпендикулярно к поверхности образца. Показано, что по ширине возникших при этом каналов вектор намагниченности претерпевает изменение направления по сложной схеме блох-неелевской прецессии спинов. На это указывает изменение изображения конфигурации линий ряби намагниченности в каналах по мере увеличения степени расфокусирования изображения.

Безынерционность, высокое разрешение и возможность визуализации магнитной структуры сделали метод лоренцевой микроскопии одним из объективных методов исследования ферромагнитных пленок. С помощью лоренцевой микроскопии впервые удалось наблюдать в пленках тонкую магнитную структуру (рябь намагниченности), обусловленную локальными колебаниями вектора намагниченности около среднего направления намагниченности [1, 2]. Методика расшифровки лоренцевых электронных микрофотографий довольно проста: в каждой локальной области вектор намагниченности ($\mathbf{J}$) устанавливается по направлению нормали к тонкой магнитной структуре, а полярность J легко установить по контрасту изображения доменных границ, зная при этом режим наблюдения (недофокусирование или перефокусирование).

Отметим, что при интерпретации лоренцевых электронных микроснимков принимается, что амплитудное значение J по всей поверхности пленки постоянно. Задача намного усложняется, когда компонента J_x вектора намагниченности, лежащая в плоскости пленки и обуславливающая лоренцово отклонение, претерпевает локальное амплитудное изменение, что приводит к усложнению конфигурации ряби намагниченности (нелинейная рябь намагниченности).

Аналогичная ситуация возникает при перемагничивании пленок в направлении, перпендикулярном к поверхности образца, при котором $\mathbf{J}$ совершает неоднородное вращение и создаются магнитные каналы [3, 4].

Если в случае обычной ряби (когда $\mathbf{J}$ лежит в плоскости пленки) угол лоренцова локального отклонения электронов от среднего направления, приводящего к формированию изображения тонкой магнитной структуры, равен

$$\beta = \sqrt{\frac{e}{2mu}} d J_x \sin \bar{\varphi}, \quad (1)$$

где e и m — соответственно заряд и масса, d — толщина пленки $\bar{\varphi}$ — средний угол локального отклонения намагниченности от ОЛН, то в случае нелинейной ряби, возникающей из-за неоднородного поворота $\mathbf{J}$ к оси z , угол лоренцова отклонения зависит также от локального изменения ампли-

тудного значения намагниченности насыщения, пропорционального $\cos\psi$ (ψ — угол между направлением $\mathbf{J}$ и плоскостью пленки).

В настоящей работе исследуется распределение вектора намагниченности в пленке по лоренцовым электронным микрофотографиям, полученным при перемагничивании пленок в направлении, перпендикулярном к плоскости образца (направление z).

Исследовались обычные пермаллоевые пленки состава 80/20—Ni/Fe толщиной $300 \div 1200 \text{ \AA}$ под действием внешних полей, приложенных в направлении z . В качестве перемагничивающего поля использовалось магнитное поле объективной линзы электронного микроскопа JEM-100U. Образец устанавливался в свое обычное положение высокого разрешения, магнитный контраст создавался расфокусированием изображения с помощью конденсорной и промежуточной линз таким образом, что изменение тока объективной линзы приводило лишь к изменению эффективного увеличения микроскопа, не вызывая при этом существенного дополнительного расфокусирования изображения. Электронномикроскопические исследования показали, что при величинах полей $H_z = 0,6 \div 1,0 \text{ кэ}$, соответствующих состоянию недонасыщения, формируются узкие каналы, где четко видна тонкая магнитная структура (рябь намагниченности), тогда как вне каналов рябь намагниченности отсутствует.

На рис. 1 приводятся лоренцовы электронные микрофотографии магнитной структуры одного и того же участка пленки в состоянии недонасыщения в направлении z при двух различных степенях перефокусирования ($г, д$) и недофокусирования ($б, в$). Для сравнения приведен и снимок в режиме фокусирования ($а$). На рисунках четко видны каналы, особенно при более сильной степени расфокусирования, и линии Блоха в них [3]. При небольшой же степени недофокусирования или перефокусирования сами каналы не имеют четкой доменной границы (см., например, микрофотографию $г$), что указывает на отсутствие дивергенции намагниченности на границах каналов.

Формирование изображения границ каналов при больших степенях расфокусирования является результатом различия в величине компоненты J_x вектора намагниченности в плоскости пленки в каналах и вне каналов: если вне каналов $\mathbf{J}$ практически устанавливается в направлении z , то в самих каналах $\mathbf{J}$ ориентирован под углом ψ к оси z . Возникновение же нелинейной ряби намагниченности в каналах указывает на неоднородность магнитной структуры.

Характерной особенностью, сильно затрудняющей интерпретацию магнитной структуры в каналах, является и то, что хотя в двух соседних каналах средние направления векторов намагниченности параллельны, но рябь намагниченности в этих каналах имеет различную конфигурацию, что видно, например, из рис. 1б, где на участках каналов A и B линии ряби описывают соответственно «минимумы» и «максимумы», что обусловлено различием микромагнитной структуры в двух соседних каналах. На это указывает также тот экспериментальный факт, что при перемагничивании этих каналов в поле H_z , действующем в плоскости пленки, в одном кана-

ле предпочтительнее возникновение и смещение «круговой линии» Блоха в соседнем — «крестообразной линии» Блоха.

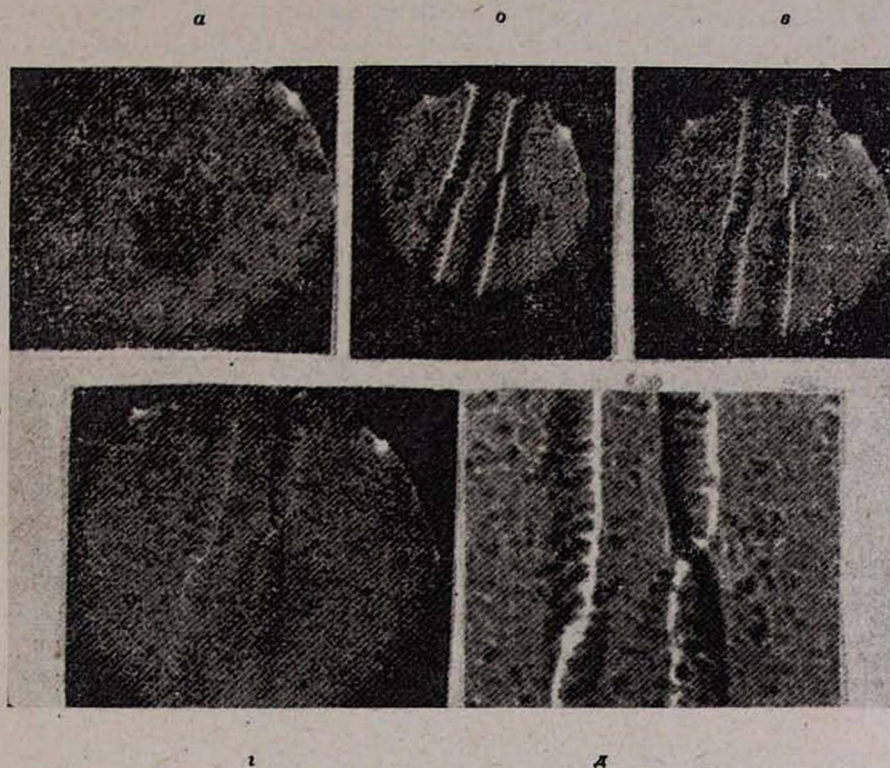


Рис. 1. Лоренцовы электронные микрофотографии состояния каналирования:
 а — режим фокусирования; б→в — растет степень недофокусирования;
 г→д — растет степень перефокусирования.

Судя по рис. 1, рост степени расфокусирования наряду с увеличением контраста изображения границ приводит к «деформации» линий ряби намагниченности в каналах: максимумы и минимумы линий ряби намагниченности смещаются от центра канала в сторону конвергентно изображенной границы, как это видно из микрофотографий г, д. «Деформация» линий ряби при увеличении степени расфокусирования (как при недофокусировании, так и при перефокусировании) характерна для нелинейной ряби намагниченности; в случае же обычной линейной ряби [5] изменение степени расфокусирования вызывает лишь изменение длины волны ротервской дисперсии намагниченности [6, 7], в то время как гофмановское колебание намагниченности [8, 9] остается постоянным. Естественно, наблюдаемая деформация нелинейной ряби намагниченности в каналах с увеличением степени расфокусирования должна быть обусловлена локальным распределением J_x в каналах. В соответствии с рис. 2 примем, что в каналах осуществляется блоховская прецессия спинов (позиция 1), причем в одном канале от края канала к центру J_x растет (серия А), тогда как в соседнем канале, наоборот, J_x уменьшается (серия В) (на рис. 2 стрелка-

ми указано изменение компоненты J_x по ширине канала, тонкие линии здесь изображают линии ряби намагниченности при незначительной степени расфокусирования, жирные линии — ожидаемую деформацию линий ряби при увеличении степени расфокусирования, причем обозначения каналов на рис. 1 и 2 совпадают). При таком распределении намагниченности (позиция 1) легко видеть, что увеличение степени расфокусирования на самом деле вызывает формирование изображения границ каналов (заштрихованные области рис. 2), а также деформацию линий ряби. Но характер

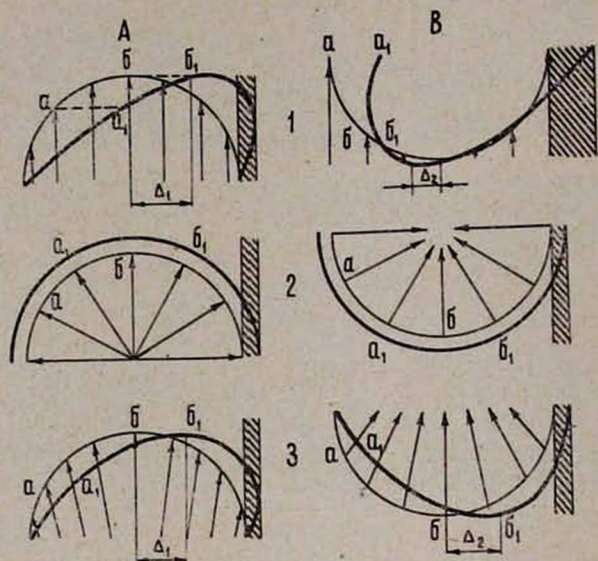


Рис. 2. Схематическое изображение возможной «деформации» линий ряби намагниченности в двух соседних каналах А и В, соответствующих рис. 1б, при изменении степени расфокусирования: 1 — блоховская прецессия, 2 — неелевское вращение, 3 — смешанная блох-неелевская прецессия; Δ_1 и Δ_2 — смещение точки на изображении при увеличении степени расфокусирования соответственно для максимума и минимума конфигурации линий ряби намагниченности.

этой деформации не похож на экспериментально наблюдаемую деформацию. Если в случае рис. 2А имеется некоторое сходство с изображением тонкой магнитной структуры в канале А рис. 1б, то в случае В рис. 2 оно отсутствует. При построении расфокусированного изображения, принцип которого хорошо виден из приведенного рис. 2, принимается, что при расфокусировании под действием лоренцовых сил изображение каждой материальной точки на экране смещается на величину, пропорциональную $J \cos \psi$, в направлении, перпендикулярном J_x : точка «а» переходит в «а₁», а точка «б» — соответственно в «б₁» и т. д.

Примем теперь, что нелинейная рябь в каналах обусловлена локальными изменениями намагниченности по типу Нееля, рис. 2 (2). При этом в канале А векторы намагниченности расходятся от центра канала, а в соседнем — сходятся к центру. Нетрудно видеть, что такое распределение

при увеличении степени расфокусирования хотя и может вызвать эффект появления изображения границ каналов, но рябь при этом не будет претерпевать «деформации»: здесь рост степени расфокусирования может вызвать лишь изменение кривизны линий ряби намагниченности.

Рассмотрим, наконец, последний возможный вариант распределения векторов намагниченности в каналах, представляющий смешанный вариант двух предыдущих (рис. 2(3)): от точки к точке по ширине канала имеется как компонента блоховской прецессии спинов, так и компонента неелевского вращения. Легко видеть, что в этом случае имеется согласие между полученным электронномикроскопическим расфокусированным изображением рис. 1б и рис. 2(3). Линии ряби намагниченности деформируются и максимумы кривых ряби А и В рис. 2(3) всегда смещаются в сторону



Рис. 3а.



Рис. 3б.

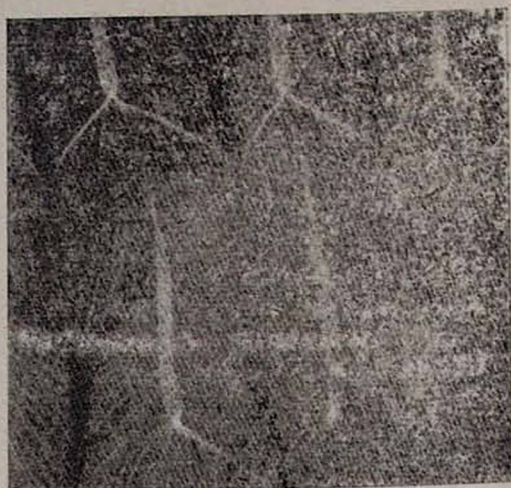


Рис. 3а.

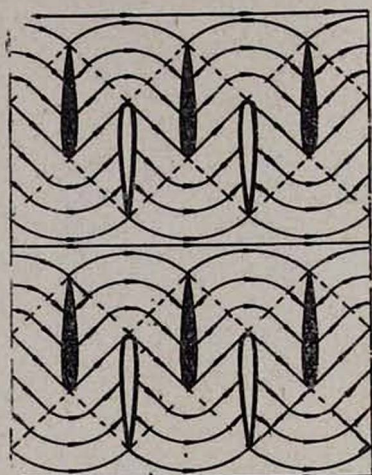


Рис. 3б.

Рис. 3. Электронномикроскопическое изображение состояния пленки, соответствующего различным величинам поля H_z : а — $H_z = 1,0 \text{ кэ}$, б — $H_z = 0,7 \text{ кэ}$, в — $H_z = 0$; 1 — схематическое изображение микрофотографии в (ОЛН горизонтальна).

конвергентно изображенной границы (рисунок построен для случая недофокусирования, но нетрудно видеть, что при перефокусировании изменения формы кривых ряби будут аналогичными, но смещенными в обратную сторону, где изображение границы канала становится конвергентным). Из приведенной на рис. 2 схемы следует, что, действительно, микромагнитная структура в двух соседних каналах различна: если в канале А от центра к краям наряду с уменьшением величины J_x векторы намагниченности расходятся (дивергентный канал), то в канале В, хотя характер амплитудного изменения намагниченности J_x аналогичен с каналом А, векторы намагниченности сходятся к центру (конвергентный канал). Не вдаваясь де-

тально в причину такого различия в локальном распределении намагниченности в каналах, отметим, что оно диктуется благоприятностью вклинивания структуры каналов в общую магнитную структуру. Отметим, что различие в поведении двух соседних каналов действительно наблюдается, например, при уменьшении амплитуды внешнего приложенного поля H_z : установление вектора намагниченности в плоскости пленки в дивергентном канале осуществляется уширением канала и соответствующим уменьшением кривизны линий ряби намагниченности, в то время как в конвергентном канале по мере уменьшения амплитуды поля H_z растет энергия ряби намагниченности, рис. 3а, б, и линии ряби переходят в отрезки границ типа Нееля, как это хорошо видно из рис. 3в и его схематического изображения 2.

Ереванский государственный
университет

Поступила 18.VII.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. H. W. Fuller, M. Hall. J. Appl. Phys., 31, 238 (1960).
2. E. Fuchs. Naturwissenschaften, 47, 392 (1961); Zs. angew. Phys., 13, 157 (1961).
3. Я. М. Полосян, С. Д. Геворкян, Р. Штраубель. Phys. Stat. Sol. (a), 49, K3 (1978).
4. Я. М. Полосян, С. Д. Геворкян, Т. А. Погосян. ФММ, 47, 875 (1979).
5. Х. Гоффман. Дискуссия на Международном симпозиуме по физике магнитных пленок, Иркутск, 1968.
6. H. Rother. Z. Phys., 168, 42 (1962).
7. H. Rother. Z. Phys., 179, 229 (1964).
8. H. Hoffmann. Phys. Kond. Materie, 2, 32 (1964).
9. H. Hoffmann. J. Appl. Phys., 35, 1970 (1964).

ԹԱՂԱՆԹՆԵՐԻ ՄԻԿՐՈՄԱԳՆԵՏԻՍԱԿԱՆ ԿԱՌՈՒՑՎԱԾՔԻ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՄԱԳՆԵՏԻՍԱՑՄԱՆ ԾՓԱՆՔԻ ԴԵՊՓՈՒՄ

Յա. Մ. ՊՈԳՈՍՅԱՆ, Ս. Դ. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ

Աշխատանքում լորենցյան միկրոսկոպիայի մեթոդով ուսումնասիրված է չհագեցման վիճակում գտնվող թաղանթի միկրոմագնիսական կառուցվածքը նմուշի մակերևութին ուղղահայաց կիրառված դաշտերի ազդեցության տակ: Ցույց է տրված, որ այդ պայմաններում առաջացող կանալների լայնությամբ մագնիսացման վեկտորը կրում է Բլոխ-Նեելի բարդ սխեմային համապատասխանող ուղղության փոփոխություն: Այդ մասին է վկայում կանալներում մագնիսացման ծփանքի գծերի կոնֆիգուրացիաների փոփոխությունը պատկերի ապաֆոկուսացման աստիճանը մեծացնելուն զուգընթաց:

THE INVESTIGATION OF MAGNETIC MICROSTRUCTURE OF THE FILMS IN THE CASE OF NON-LINEAR RIPPLE MAGNETIZATION

Ya. M. POGOSYAN, S. D. GEVORGYAN

With the help of Lorentz microscopy the micromagnetic structure of an ordinary permalloy film is investigated in the channeling state, arising at the undersaturation of the film in the direction normal to the sample plane. The distribution of magnetization vector direction along the channel width was estimated by the change of the configuration of magnetization ripple lines with the degree of the instrument defocusing.

НЕКОТОРЫЕ СВОЙСТВА МАГНИТОДИОДОВ, ЧУВСТВИТЕЛЬНЫХ К НАПРАВЛЕНИЮ МАГНИТНОГО ПОЛЯ

Г. А. ЕГИАЗАРЯН, Г. А. МНАЦАКАНЯН, А. Х. АВАГЯН

Исследована зависимость дифференциальной комплексной проводимости магнитодиодов, чувствительных к направлению магнитного поля, от частоты электрического сигнала при разных уровнях инжекции и значениях магнитной индукции. Показано, что реактивная составляющая импеданса представляет собой отрицательную емкость, которая соответствует индуктивности.

Возникшая в последние годы тенденция к разработке и применению в науке и технике различных элементов и устройств на основе магниточувствительных приборов выдвинула в число актуальных задач исследование частотных свойств магнитодиодов. При этом особый интерес представляет изучение свойств магнитодиодов при работе их в импульсном режиме и на малом переменном гармоническом сигнале электрического поля.

Магнитодиод, как новый высокочувствительный датчик магнитного поля, представляет собой полупроводниковый прибор с p - n -переходом и невыпрямляющим контактом, между которыми находится область высокоомного полупроводника толщиной в несколько диффузионных длин носителей тока [1, 2]. Эквивалентную схему магнитодиода можно представить в виде магнитосопротивления с последовательно включенным усилителем.

В настоящее время выполнено большое число работ по исследованию частотных свойств длинных p - n - p^+ (p^+ - p - n)-структур в режиме двойной инжекции [3]. Однако аналогичные работы по магнитодиодам практически отсутствуют. В работах [4, 5] фирмой «Сони» сообщается лишь о частотных характеристиках разработанных германиевых и кремниевых магнитодиодов. В работе [6] представлены частотные характеристики германиевых магнитодиодов при различных сопротивлениях нагрузки в переменных магнитных полях малой амплитуды.

В настоящей работе приводятся результаты исследования зависимостей дифференциальной комплексной проводимости Y и дифференциального комплексного сопротивления Z кремниевых магнитодиодов, чувствительных к направлению магнитного поля, от частоты гармонического электрического сигнала при различных уровнях инжекции и напряженностях магнитного поля. Важность исследований Y и Z обусловлена тем, что на базе магнитодиодов могут быть созданы твердотельные схемы с большим значением индуктивности при достаточно большой добротности, которые могут управляться магнитным полем.

Магнитодиоды изготавливались на пластинах кремния p -типа с удельным сопротивлением $\rho \geq 20$ кОм см. Они имели n - p - p^+ -структуру, n - и p^+ -области формировались методом ионного легирования соответственно фосфора и бора и методом сплавления соответственно сплава золота с

сурьмой и алюминия. Статические вольт-амперные характеристики магнитодиодов, изготовленных двумя методами, были аналогичными.

Измерения проводились на малом переменном гармоническом сигнале в диапазоне частот $0 \div 10^5$ Гц в магнитных полях с индукцией в диапазоне $0 \div 8$ кГс.

Типичная зависимость дифференциальной комплексной проводимости от частоты сигнала при различных уровнях инжекции и $B = 0$ приведена на рис. 1. Как видно из рисунка, дифференциальная комплексная проводимость магнитодиода при низких частотах ($1 \div 10^3$ Гц) не изменяется. С увеличением частоты дифференциальная проводимость быстро уменьшается. При частоте измерительного сигнала $5 \cdot 10^4$ Гц дифференциальная проводимость достигает минимума, затем слабо растет с последующим стремлением при высоких частотах к значению проводимости диода на постоянном токе. Из рисунка также следует, что для больших уровней инжекции дифференциальная проводимость значительно больше, а дифференциальный импеданс соответственно меньше.

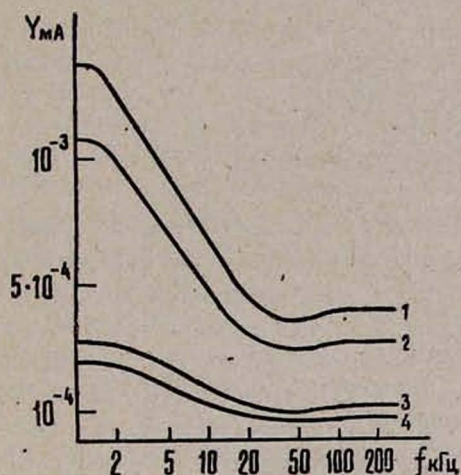


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость дифференциальной комплексной проводимости магнитодиода от частоты сигнала при $B = 0$ и токах: 1—5 мА, 2—3 мА, 3—1 мА, 4—0,5 мА.

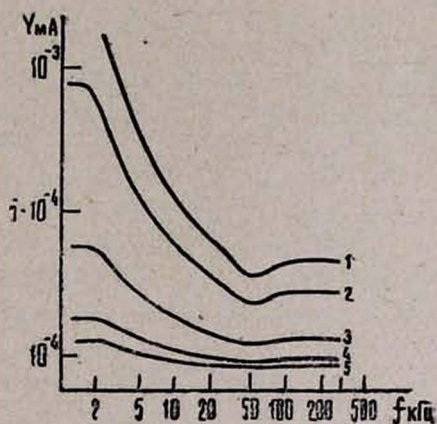


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость дифференциальной комплексной проводимости магнитодиода от частоты сигнала при разных значениях магнитной индукции: 1—0 кГс, 2—1 кГс, 3—2 кГс, 4—3 кГс, 5—3,5 кГс.

Из вышеизложенного следует, что электрические свойства магнитодиода при $B = 0$ определяются частотой переменного сигнала. Это объясняется тем, что при увеличении частоты изменения концентраций инжектированных носителей тока не успевают следовать за переменным электрическим сигналом и при достаточно высоких частотах амплитуды переменных составляющих концентраций должны стремиться к нулю. В результате при высоких частотах квазинейтральная область диода, на которую падает все приложенное напряжение, имеет проводимость, близкую к

проводимости диода на постоянном токе. При низких частотах концентрации инжектированных носителей, находясь в фазе с переменным сигналом, безынерционно следуют за напряжением, приложенным к магнитодиоду. Таким образом, при заданной амплитуде переменного напряжения колебания тока в области низких частот происходят с гораздо большей амплитудой, чем при высоких. Отсюда следует, что низкочастотная инжекционная проводимость базы магнитодиода должна превышать высокочастотную, т. е. дифференциальная комплексная проводимость Y при низких частотах значительно больше, чем при высоких частотах.

На рис. 2 представлена зависимость Y магнитодиода от частоты переменного сигнала при различных магнитных полях одного направления и фиксированном напряжении, соответствующем $J = 3 \text{ мА}$ и $B = 0$. С ростом магнитной индукции Y убывает при всех исследованных частотах измерительного сигнала. В области частот $f < 3 \cdot 10^4 \text{ Гц}$ Y изменяется сильнее, чем при высоких частотах. Характер частотной зависимости Y и Z при $B \neq 0$ аналогичен частотной зависимости Y и Z при $B = 0$. При достаточно больших частотах величины Y и Z при $B \neq 0$ соответствуют проводимости и импедансу магнитодиода на постоянном токе в том же магнитном поле. При больших значениях магнитной индукции ($B \geq 3 \text{ кГс}$) частотная зависимость Y ослабевает. Для больших частот изменение Y с ростом магнитной индукции уменьшается. Аналогичные закономерности наблюдаются и при токах, полученных в условиях высокого уровня инжекции.

Вышеуказанные зависимости качественно можно объяснить процессами, происходящими и при $B = 0$. Количественные отличия объясняются тем, что в магнитном поле при постоянном напряжении на магнитодиоде уровень инжекции в базе уменьшается, вследствие чего его комплексная проводимость на высоких частотах падает. В области низких частот концентрации инжектированных носителей находятся в фазе с переменным сигналом, и вследствие магнитодиодного эффекта колебания тока происходят с меньшей амплитудой, чем при $B = 0$. В итоге дифференциальная комплексная проводимость магнитодиода при $B = 0$ значительно ниже во всем диапазоне переменного сигнала.

Приведенные результаты показывают, что как низкочастотная ($f < 2 \cdot 10^3 \text{ Гц}$), так и высокочастотная ($f > 7 \cdot 10^4 \text{ Гц}$) дифференциальная комплексная проводимость (соответственно импеданс) магнитодиода практически не зависит от частоты сигнала. Это дает возможность использовать магнитодиоды в цепях переменного тока при высоких частотах, хотя их магниточувствительность при этом меньше, чем в области низких частот, но не меньше, чем при постоянном токе.

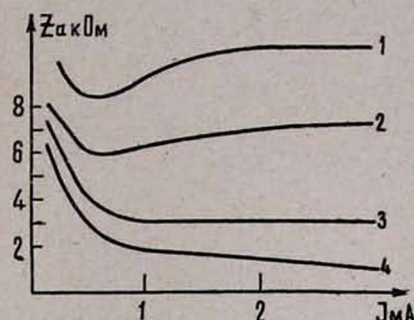
В области низких частот магнитодиоды характеризуются значительной магниточувствительностью даже при малых значениях магнитной индукции. Это, видимо, связано с сильной зависимостью динамического сопротивления, возникающего в длинных диодах при низких частотах, от величины магнитного поля. В области средних частот комплексная проводимость и импеданс сильно изменяются. Это позволяет использовать магни-

тодиоды в схемах, где требуются элементы с частотно-зависимыми значениями параметров.

Для противоположного направления магнитного поля ($B < 0$), при котором магниточувствительность меньше, наблюдаются качественно такие же закономерности.

На рис. 3 представлена зависимость активной составляющей Z_a дифференциального комплексного импеданса от тока через магнитодиод при $B \geq 0$ для частоты измерительного сигнала $f = 10^3$ Гц. Как видно из ри-

Рис. 3. Зависимость активной составляющей импеданса магнитодиода от тока при разных значениях магнитной индукции: 1—3,5 кГс, 2—2,5 кГс, 3—1,5 кГс, 4—0 кГс.



сунка, при больших уровнях инжекции активная составляющая Z_a меньше. С увеличением комплексного импеданса при $B \neq 0$ увеличивается и его активная составляющая Z_a . Исследования показали, что при низких частотах ($f < 10^3$ Гц) активные составляющие дифференциального импеданса Z_a и дифференциальной проводимости Y_a практически не изменяются с частотой. При этом Z_a остается существенно меньше его статического сопротивления. С ростом частоты в области частот ($10^3 \div 10^4$ Гц) Z_a быстро увеличивается, достигает максимума и затем незначительно убывает, следовательно, Y_a быстро уменьшается, достигая минимума, с дальнейшим незначительным возрастанием.

Исследование зависимости реактивной составляющей импеданса Z_r от напряжения смещения на магнитодиоде при $B = 0$ для разных частот измерительного сигнала показало, что реактивная составляющая имеет емкостный характер. При увеличении напряжения для некоторых частот наблюдается смена знака реактивной составляющей, т. е. она представляет собой отрицательную емкость (рис. 4). По знаку фазового сдвига, регистрируемого фазовым детектором, отрицательная емкость эквивалентна индуктивности. Увеличение отрицательной емкости свидетельствует о росте инжекции, приводящей к модуляции проводимости базовой области.

Полученные значения исследуемых параметров соответствуют параллельной эквивалентной схеме магнитодиода. Был проведен пересчет параллельной эквивалентной схемы магнитодиода в последовательную схему с индуктивностью $L = 1/\omega^2 Z_r$. Расчет проводился по формулам

$$Z_a^* = \frac{Z_a}{1 + \omega^2 Z_a^2 Z_r^2}, \quad Z_r^* = \frac{Z_a^2 Z_r}{1 + \omega^2 Z_a^2 Z_r^2}.$$

При частоте сигнала $f = 10^3$ Гц для различных значений магнитной индукции зависимость Z_a^* от тока аналогична зависимости Z_a от тока. На

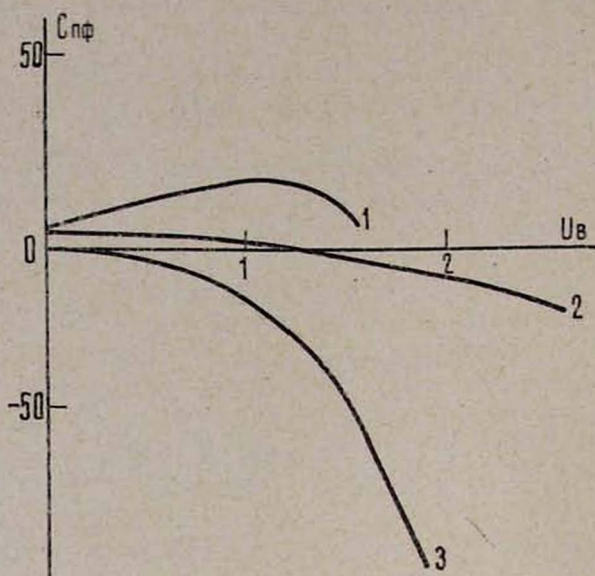


Рис. 4. Зависимость реактивной составляющей от напряжения на магнитодиоде при разных частотах измерительного сигнала: 1—1 кГц, 2—40 кГц, 3—10 кГц.

рис. 5 представлена зависимость реактивной (индуктивной) составляющей импеданса Z_r^* от прямого тока при разных значениях магнитной индукции и $f = 10^3$ Гц.

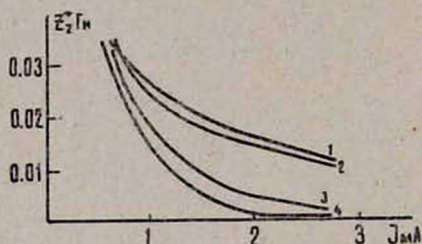


Рис. 5. Зависимость реактивной составляющей импеданса магнитодиода от тока для разных значений магнитной индукции: 1—3,5 кГс, 2—2,5 кГс, 3—2,5 кГс, 4—0 кГс.

Индуктивная составляющая импеданса в области частот $f > 10^3$ Гц возрастает, достигает максимума и далее убывает с частотой. Величина индуктивности зависит не только от частоты сигнала, но и от уровня инжекции и величины магнитной индукции, что дает возможность управлять величиной индуктивности магнитодиода с помощью магнитного поля. Изменения индуктивности магнитодиода с изменением напряжения смещения, магнитного поля и частоты сигнала указывают на возможность применения их в качестве полупроводниковой индуктивности.

Выявление закономерностей в исследуемых зависимостях активных и реактивных составляющих дифференциального комплексного импеданса от частоты, уровня инжекции и магнитного поля можно объяснить особенностями модуляции проводимости базы магнитодиода. Однако для полного

понимания физических процессов, приводящих к вышеуказанным закономерностям, требуются дополнительные исследования.

Поступила 29.XI.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Стафеев. ФТТ, 1, 841 (1959).
2. Г. А. Егiazарян и др. ФТП, 9, 1259 (1975).
3. В. М. Арутюнян. Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках, Ереван, 1978.
4. Т. Ямада. Труды Международной конференции по физике полупроводников, М., 2, 711 (1969).
5. M. Arai, T. Yamada. Sil. Magnetodiode, J. Japan Soc. Appl. Phys. Suppl., 40, 93 (1971).
6. J. Betko. Sol. St. Electron, 14, 1059 (1971).

ՄԱԳՆԵՍԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ՈՒՂՂՈՒԹՅԱՆ ՆԿԱՏՄԱՍԲ ԶԳԱՅՈՒՆ ՄԱԳՆԵՍԱԴԻՈԴԵՆՐԻ ՈՐՈՇ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Հ. Հ. ՆՂԻԱԶԱՐՅԱՆ, Գ. Ա. ՄՆԱՏԱԿԱՆՅԱՆ, Ա. Խ. ԱՎԱԳՅԱՆ

Հետազոտվել է մագնիսական դաշտի ուղղության նկատմամբ զգայուն մագնիսադիոդների դիֆերենցիալ կոմպլեքս հաղորդականության կախվածությունը էլեկտրական ազդանշանի հաճախությունից ինժեկցիայի տարբեր մակարդակների և մագնիսական ինդուկցիայի տարբեր արժեքների դեպքում: Ցույց է տրված, որ մագնիսադիոդի իմպեդանսի ռեակտիվ բաղադրիչը իրենից ներկայացնում է բացասական ռեակտիվություն, որը համապատասխանում է ինդուկտիվությանը:

SOME PROPERTIES OF MAGNETODIODES SENSITIVE TO THE DIRECTION OF MAGNETIC FIELD

G. A. EGIAZARYAN, G. A. MNATSAKANYAN, A. Kh. AVAGYAN

The dependence of the differential complex conductivity of magnetodiodes sensitive to the direction of a magnetic field on the frequency of an electric signal is investigated at different levels of injection and the induction values. It is shown that the reactive component of the impedance represents a negative capacity corresponding to the inductivity.

ИССЛЕДОВАНИЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ПОЛИКРИСТАЛЛИЧЕСКОГО ФТАЛОЦИАНИНА МЕДИ С МОЛЕКУЛЯРНЫМ ЙОДОМ

А. А. САМУЭЛЯН, А. А. АВЕТИСЯН, Э. Г. ШАРОЯН

Получено и исследовано новое донорно-акцепторное соединение фталоцианина меди—йод. Оно образуется в аморфной форме при диффузии молекул I_2 в поликристаллические образцы $PcCu$ β -модификации. Диффузия молекулярного йода в β - $PcCu$ в области температур $50 \div 100^\circ C$ описывается выражением $D = 2 \cdot 10^{16} \exp(-43400/RT)$ см²/сек. Показано, что наблюдаемые сигналы ЭПР обусловлены молекулярными ионами $Pc + Cu$ (II), имеющими спин $S=1$. Обсуждены причины, из-за которых становится возможным наблюдение триплетных сигналов ЭПР в соединении фталоцианина меди—йод в отличие от других соединений, в которых сигналы ЭПР от молекулярных ионов с $S=1$ не регистрируются из-за уширения.

В в е д е н и е

В работе [1] исследованы комплексы диамагнитных поликристаллических фталоцианинов магния, цинка, никеля, алюминия и безметалльного фталоцианина с йодом. Установлено, что при взаимодействии фталоцианинов с йодом появляется интенсивный сигнал ЭПР ($\sim 10^{20}$ спин/г), обусловленный образованием комплекса с переносом заряда (КПЗ). При этом КПЗ образуют поверхностные и приповерхностные ионные слои. В [2, 3] описаны результаты исследований взаимодействия йода с монокристаллами фталоцианина цинка ($PcZn$). Выявлены условия, при которых молекулы I_2 проникают вглубь монокристаллов $PcZn$, где образуют с его молекулами парамагнитные КПЗ. Изучена зависимость параметров сигнала ЭПР от соотношения $PcZn : I_2$. Обнаружено, что максимальные интегральные интенсивности, достигающие при комнатной температуре значений $\sim 8 \cdot 10^{19}$ спин/г, имеют образцы, в которых соотношение молекул йода и $PcZn$ близко к 1 : 1. Из кинетических кривых накопления сигнала ЭПР при $125 \leq T \leq 155^\circ C$ определены коэффициенты диффузии молекул йода в образцы $PcZn$ в этой температурной области.

Представляет несомненный интерес также исследование структурных и магнитных характеристик вещества, образующегося при взаимодействии йода с парамагнитными фталоцианинами, например, с фталоцианином меди ($PcCu$). В настоящей работе методами ЭПР и дифракционной рентгенографии исследованы структурные и магнитные характеристики донорно-акцепторного соединения фталоцианина меди—йод, образующегося при взаимодействии молекул $PcCu$ с молекулами I_2 , проникающими из газовой фазы в объем поликристаллического $PcCu$ β -модификации. Исследована диффузия молекулярного йода в β - $PcCu$ в области температур $50 \div 100^\circ C$. Исследованы также фазовые превращения $PcCu$, обусловленные воздействием йода и температурными изменениями.

Методика эксперимента

Препарат $PcSi$ синтезирован по методу Линстеда [4] и очищен двойной возгонкой в вакууме. Его оптические и ИК-спектры полностью совпадают с литературными данными [5, 6].

Рентгеноструктурный анализ β -модификации фталоцианинов [7] показал, что эти соединения образуют кристаллы моноклинной сингонии и относятся к пространственной группе $P2_{1/a}$ (класс C_2^5); в каждой элементарной ячейке имеются 2 молекулы. Постоянные решетки β - $PcSi$ следующие: $a = 19,6$, $b = 4,79$, $c = 14,6$ Å, β ($< a, c$) = $120,6^\circ$. β -модификация фталоцианинов может образовывать монокристаллы длиной до $1 \div 1,5$ см в отличие от α -модификации, существующей лишь в поликристаллической форме. В [8] определена кристаллическая структура α - $PcSi$: тетрагональная сингония, пространственная группа $P4/m$ (класс C_{4h}); в элементарной ячейке имеется 6 молекул. Постоянные решетки: $a = 17,36$, $b = 17,36$, $c = 12,79$ Å.

Для кинетических экспериментов β - $PcSi$ растирался в ступке до размеров микрокристаллов $\sim 10^{-4}$ см, затем помещался в стеклянную ампулу в количестве $\sim 5 \cdot 10^{-3}$ г с 10^{-1} г мелкокристаллического йода, после чего из ампулы откачивался воздух до 10^{-3} тор. Спектры ЭПР записывались на радиоспектрометрах РЭ-1301 и ЭПР-В ($\lambda = 3,2$ см), рентгеновские дифрактограммы — на УРС-60 ($\lambda_{Cu} = 1,5418$ Å).

Результаты и обсуждение

1. Определение коэффициента диффузии I_2 в поликристаллический β - $PcSi$

Молекулы I_2 начинают проникать в β - $PcSi$ при температурах выше 50°C , о чем можно судить по изменению формы спектра ЭПР: характерная для поликристалла с аксиальной симметрией асимметричная линия при $H \approx 3200$ э (рис. 1а) трансформируется в симметричную линию (рис. 1б); при этом интегральная интенсивность нового сигнала составляет $85 \pm 15\%$ от прежней. В табл. 1 приведены значения g -факторов и параметра асимметрии A спектров ЭПР от образцов а и б (параметр асимметрии есть $A = (h_1 - h_2)/(h_1 + h_2)$, где h_1 и h_2 — максимальные амплитуды производной поглощения). Темно-синяя окраска порошка фталоцианина в ходе взаимодействия переходит в черно-фиолетовую. Скорость процесса увеличивается с возрастанием температуры и сопровождается аморфизацией фталоцианина (данные рентгенографии, рис. 2а, б). При снижении температуры после завершения описанного процесса форма спектра ЭПР остается симметричной.

В [1] установлено, что при контакте паров йода с аморфными и поликристаллическими образцами диамагнитных фталоцианинов в вакууме сигнал ЭПР появляется практически мгновенно уже при комнатной температуре. Сигнал ЭПР объяснялся образованием поверхностных КПЗ. В случае $PcSi$ при тех же условиях какого-либо заметного изменения

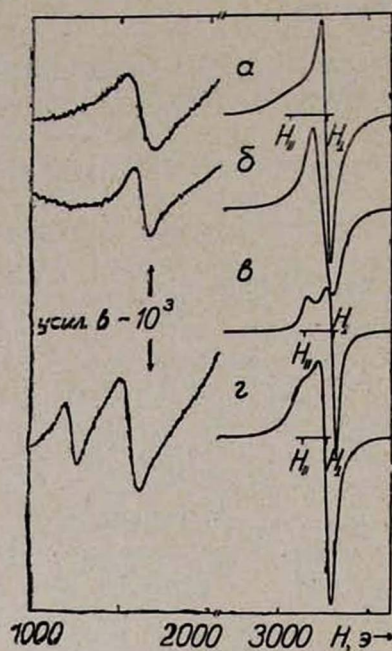


Рис. 1.

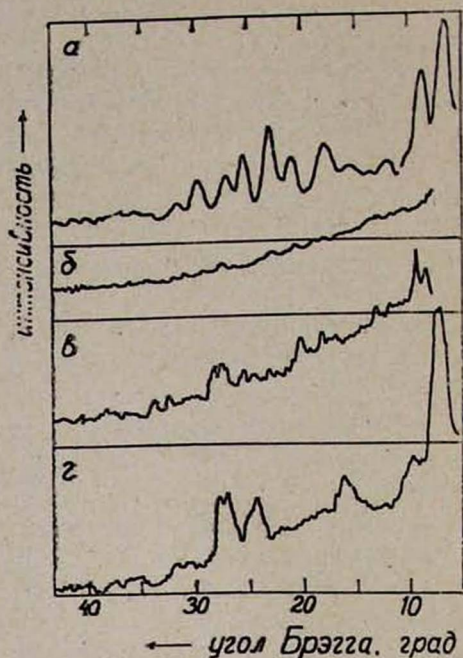


Рис. 2.

Рис. 1. Спектры ЭПР: а) β -РсСи; б) комплекса фталоцианина меди—йод;
в) аморфно-кристаллического РсСи со следами йода; г) α -РсСи.

Рис. 2. Рентгенограммы образцов а—г.

Таблица 1

Образец	$g_{\parallel}$	$g_{\perp}$	$g_{\Delta M=2}$	A
а) Поликристаллический β -РсСи	$2,18 \pm 0,01$	$2,043 \pm 0,005$	$4,15 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,05$
б) Аморфный комплекс фталоцианина меди—йод	$2,057 \pm 0,005$		$4,13 \pm 0,01$	$0,03 \pm 0,01$ $0,01 \pm 0,01^*$
в) Аморфно-кристаллический РсСи со следами йода	$2,130 \pm 0,005$	$2,035 \pm 0,005$	—	$0,55 \pm 0,02$
г) Поликристаллический α -РсСи	$2,127 \pm 0,005$	$2,045 \pm 0,005$	$4,14 \pm 0,01$	$0,35 \pm 0,05$

* Образец получен после повторной диффузии в (α -РсСи).

спектра ЭПР не происходит, что можно объяснить, по-видимому, незначительностью доли поверхностных центров по сравнению с долей объемных центров, вследствие чего обусловленное первыми изменение формы спектра будет незаметным на фоне интенсивного сигнала.

Кинетику процесса взаимодействия I_2 с β -РсСи можно изучить, следя за изменением параметра асимметрии A со временем при постоянной температуре. На рис. 3а приведены кинетические кривые изменения параметра асимметрии для разных температур; A_0 — начальное значение A , равное

0,3. Учитывая мгновенность комплексообразования [1], можно, очевидно, заключить, что измеряемое в настоящих опытах время изменения формы спектра ЭПР лимитируется процессом проникновения молекул I_2 в объем кристаллов β -PcCu (диффузия сопровождается деструкцией решетки). Действительно, кривые, приведенные на рис. 3а, за исключением началь-

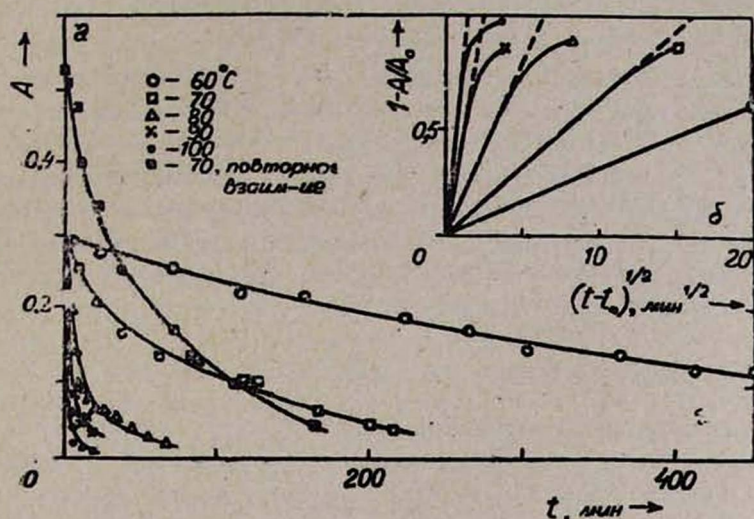


Рис. 3. а) Кинетические кривые изменения параметра асимметрии при взаимодействии йода с PcCu; б) линейные анаморфозы кривых рисунка а.

ных участков подчиняются обычному диффузионному соотношению. На рис. 3б приведены линейные анаморфозы кинетических кривых в координатах $(1 - A/A_0) \sim (t - t_0)^{1/2}$, где t_0 — время запаздывания, получаемое экстраполяцией по диффузионному закону кривых рис. 3а; t_0 характеризует интервал времени от начала вхождения I_2 в поверхностный слой PcCu до установления стационарного режима диффузии [9]. Значения t_0 при разных температурах приведены в табл. 2.

Таблица 2

T°C	60	70	80	90	100
$D \cdot 10^{13}$, см ² сек	5,3	24	176	1230	3160
t_0 , мин	60	5	0	0	0

Относительное изменение параметра асимметрии со временем представляется формулой

$$A(t)/A_0 = 1 - a \sqrt{2D(t-t_0)/l_0}, \quad (1)$$

где D — коэффициент диффузии, $l_0 \approx 10^{-4}$ см — средний размер микрокристаллов PcCu, $a = 3 \pm 1$ — константа, зависящая от геометрии микрокристаллов. Уравнение (1) выведено в предположении, что изменение па-

параметра асимметрии пропорционально объему $V = Sx$, в который продиффундировал йод за время t , с использованием известного диффузионного соотношения $x = \sqrt{2Dt}$, где x — глубина проникновения диффундирующего фронта. Используя уравнение (1), из линейных анаморфоз рис. 3б нами определены коэффициенты диффузии (см. табл. 2), описываемые формулой

$$D = D_0 \exp(-Q/RT), \quad (2)$$

где предэкспоненциальный множитель $D_0 = 2 \cdot 10^{16 \pm 3} \text{ см}^2/\text{сек}$, энергия активации диффузии $Q = 43,4 \pm 5 \text{ ккал/моль}$, R — универсальная газовая постоянная, T — абсолютная температура.

На рис. 3а приведена также кинетическая кривая, относящаяся к вторичной диффузии (также сопровождаемой аморфизацией вещества) йода во фталоцианин, полученный после предварительного извлечения (откачки с нагревом) йода из $[PcCu\text{—йод}]$ и являющийся, как будет показано ниже, α -модификацией $PcCu$ ($\alpha\text{-}PcCu$).

2. ЭПР комплекса фталоцианин меди—йод

На рис. 1 приведены спектры ЭПР $PcCu$: а) до напуска паров йода ($\beta\text{-}PcCu$); б) после полного проникновения йода в $PcCu$; в) после откачки I_2 из образцов б при $T < 100^\circ\text{C}$; г) после полной откачки йода при $130 \div 150^\circ\text{C}$. Спектры сняты при комнатной температуре. Значения g -факторов и параметр асимметрии представлены в табл. 1. На рис. 2 приведены соответствующие вышеуказанным образцам рентгенограммы. Ниже мы дадим анализ этих спектров, уделяя основное внимание случаю б.

а) Основной ЭПР-сигнал поглощения в поликристаллических образцах $\beta\text{-}PcCu$ представляет собой асимметричную линию при $H \approx 3200 \text{ э}$ (рис. 1а), обусловленную анизотропией g -фактора. Дополнительное поглощение с $g = 4,15$, интегральная интенсивность которого в 1600 раз меньше основного, относится к запрещенному переходу, удовлетворяющему правилу отбора $\Delta M = 2$. Оно разрешено в первом приближении теории возмущений при учете магнитных диполь-дипольных, обменных и сверхтонких взаимодействий; подробный анализ проведен в [10]. Снятые нами рентгенограммы $\beta\text{-}PcCu$ (рис. 2а) идентичны литературным [11].

б) Почти симметричный сигнал ЭПР при $H \approx 3200 \text{ э}$ (рис. 1б), получаемый при полной диффузии I_2 в $PcCu$, очевидно, обусловлен КПЗ фталоцианин меди—йод, в котором $PcCu$ является донором, а йод — акцептором. Об образовании комплекса можно судить по изменению формы и значений g -факторов спектра ЭПР, а также по изменению цвета. Рентгеноструктурный анализ констатирует аморфность образующегося вещества (рис. 2б) и подтверждает проникновение йода во весь объем решетки фталоцианина.

Электрохимические исследования металлопорфиринов [ТФП-М (II)]-соединений, структурно подобных фталоцианинам, показали, что эти молекулы имеют два активных реакционных центра — центральный атом металла и тетрапиррольный лиганд [12]. При их окислении положительный

заряд (от $+1$ до $+3$) локализуется либо на атоме металла, либо на тетрапиррольном лиганде, либо на том и другом одновременно в зависимости от природы металла. В случае тетрафенилпорфина меди [ТФП- Cu (II)] показано [12, 13], что при его окислении образуются моно- и дикатионы ТФП- Cu с локализацией заряда на лиганде: ТФП $^{+}$ - Cu и ТФП $^{2+}$ - Cu .

Как было показано в [1, 3], в случае взаимодействия диамагнитных фталоцианинов с йодом происходит перенос электрона с фталоцианинов на йод с образованием ионного основного состояния. И в случае PcCu при взаимодействии с молекулами йода происходит перенос электрона, причем по аналогии с ТФП- Cu можно предположить, что перенос осуществляется с лигандного фталоцианинового кольца. В результате имеем катион фталоцианина меди Pc^{+}Cu (II) в триплетном состоянии с $S = 1$, обусловленном двумя неспаренными электронами, один из которых делокализован по фталоцианиновому кольцу, а другой — $3d$ -электрон Cu (II) (электронная конфигурация $3d^9$). У нас нет экспериментальных данных о том, какие анионы йода присутствуют в соединении фталоцианин меди-йод; возможные состояния I_3^- , I^- и I_5^- диамагнитны, а в случае I_2^- сигнал ЭПР не наблюдался бы вследствие уширения линии из-за анизотропии g -фактора и больших констант сверхтонкой структуры [16].

Следует отметить отсутствие сигнала ЭПР в случае монокатиона ТФП $^{+}$ - Cu в [12, 13]; в [12] триплетная природа ТФП $^{+}$ - Cu была установлена измерениями статической магнитной восприимчивости. Очевидно, отличие наших экспериментов от [12, 13] заключается в получении магнитно-концентрированных образцов, где обменные взаимодействия между соседними комплексами существенны и могут приводить к усреднению различных начальных расщеплений, из-за которых сигнал ЭПР в разбавленных порфиринах уширен. Таким образом, межмолекулярные обменные взаимодействия приводят к значительному уменьшению величины тонкой структуры D , которая становится меньше наблюдаемой ширины линии, вследствие чего в спектре ЭПР видна только одна линия поглощения. Так как в триплетном состоянии g -фактор равен среднеарифметическому от g -факторов взаимодействующих частиц, то g -фактор комплекса фталоцианин меди-йод должен быть равен $\bar{g} = 1/2 (g_{\text{Cu(II)}} + g_{\text{Pc}})$, где значение g -фактора Cu (II) в PcCu $g_{\text{Cu(II)}} = (g_{\parallel} + 2g_{\perp})/3 = 2,089$, а g -фактор фталоцианинового кольца есть 2,003 [1, 3]. Действительно, g -фактор комплекса фталоцианин меди-йод, равный $2,057 \pm 0,005$ (см. табл. 1), в пределах ошибок эксперимента совпадает с $\bar{g} = 2,046$.

Наблюдаемый нами запрещенный $\Delta M = 2$ переход в половинном поле $H = 1618$ э, интегральная интенсивность которого в 4000 раз меньше интенсивности основного перехода, объясняется триплетным состоянием $S = 1$ комплекса фталоцианин меди-йод.

Измерение температурной зависимости интегральной интенсивности ЭПР поглощения в интервале $77 \div 370^\circ\text{K}$ показало, что она следует закону Кюри. По-видимому, триплетный уровень является основным, а величина синглет-триплетного расщепления $J > 0,05$ эв. Ширина линии сигнала ЭПР комплекса фталоцианин меди-йод есть $\Delta H = 85$ э и практически не

зависит от температуры в интервале $77 \div 370^\circ\text{K}$. Остаточная асимметрия сигнала ЭПР в образцах $PcSi$ -йод, равная $A = 0,03 \pm 0,01$, обусловлена, очевидно, наличием молекул $PcSi$ со смешанной валентностью [17].

в) Откачкой в вакууме при $T < 100^\circ\text{C}$ из комплекса фталоцианин меди-йод выделяется значительная часть йода, что сопровождается трансформацией симметричного сигнала ЭПР в асимметричный (рис. 1а) и изменением цвета образцов от черно-фиолетового до сине-фиолетового. Соответствующая рентгенограмма для образцов в, приведенная на рис. 2в, отличается от известных рентгенограмм $PcSi$ β -, α - и γ -модификаций (см. рис. 2а и 2, а также [10, 15]). Вероятно, в результате неполного извлечения йода получается аморфно-кристаллическая форма $PcSi$ с остатками йода. Следует отметить, что в той же мере йод выходит из образца и без нагревания на открытом воздухе в течение нескольких часов.

г) Йод можно полностью извлечь из образцов б и 2 откачкой в вакууме в течение ~ 3 часов при температуре $130 \div 150^\circ\text{C}$. Рентгенограмма рис. 2г показывает, что при этом получается образец 2 α -модификации $PcSi$ (II), имеющий синий цвет. Природа сигналов ЭПР α - $PcSi$ при $g \approx 2$ и $g \approx 4$ (рис. 1г) аналогична β - $PcSi$ [10]; сигнал при $H \approx 1200$ э появляется при $T > 150^\circ\text{K}$. Природа этого термовозбужденного сигнала нами не выяснена.

В заключение отметим, что наряду с превращениями $PcSi$ $\beta \rightarrow$ аморфный $\rightarrow \alpha$, обусловленными воздействием йода, легко осуществить обратный $\alpha \rightarrow \beta$ -фазовый переход $PcSi$. Нагревание в вакууме переводит α , γ - и аморфные формы в β -модификацию [6, 15]. В [15] указывалось, что $\alpha \rightarrow \beta$ -фазовый переход для PcH_2 и $PcSi$ имеет место при $T > 200^\circ\text{C}$. Мы наблюдали $\alpha \rightarrow \beta$ -фазовый переход $PcSi$ по изменению спектров ЭПР, нагревая образцы в резонаторе ЭПР-спектрометра. Полный фазовый переход в β - $PcSi$ происходит при $T = 230^\circ\text{C}$ за время $t \approx 30$ мин. Переход в β -модификацию подтвержден рентгенографически.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 27.X.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Г. Шароян и др. ЖЭТХ, 1, 519 (1965).
2. Э. Г. Шароян, А. А. Самуэлян. ДАН АрмССР, 54, 154 (1972).
3. Э. А. Маркосян, А. А. Самуэлян, Э. Г. Шароян. ЖФХ, 47, 18 (1973).
4. P. A. Barret, C. E. Dent, R. P. Linstead. J. Chem. Soc., 1719 (1936).
5. C. E. Ficken, R. P. Linstead. J. Chem. Soc., 4847 (1952).
6. А. Н. Сидоров, И. П. Котляр. Оптика и спектроскопия, 11, 175 (1961).
7. J. M. Robertson. J. Chem. Soc., 615 (1935).
8. M. T. Robinson, G. E. Klein. J. Am. Chem. Soc., 74, 6294 (1952).
9. Проблемы физики и химии твердого состояния органических соединений, Изд. Мир, М., 1968.
10. А. А. Самуэлян, О. С. Торосян, Э. Г. Шароян. ФТТ, 21, 225 (1979).
11. Jr. R. H. Wiswall. U. S. Patent, 2, 486, 351 (Oct. 25, 1949).
12. A. Wolberg, J. Manassen. J. Am. Chem. Soc., 92, 2982 (1970).
13. А. П. Бобровский, Н. П. Елецкий, В. И. Титов. ЖЭТХ, 12, 826 (1976).

14. R. Taube, H. Arfert. Z. Naturforsch., B22, 219 (1967).
 15. F. W. Karasek, J. C. Dectus. J. Am. Chem. Soc., 74, 4716 (1952).

ԲԱԶՄԱԲՅՈՒՐԵՂ ՊՂՆՁԻ ՖՏԱԼՈՑԻԱՆԻՆԻ ՄՈԼԵԿՈՒԼԵՑԱՐ ՅՈՂԻ
 ՀԵՏ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄՆԱՍԻՐՈՒԹՅՈՒՆԸ

Հ. Ա. ՍԱՄՈՒԵԼՅԱՆ, Ա. Ա. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Է. Գ. ՇԱՐՈՅԱՆ

Ստացված և ուսումնասիրված է նոր դոնոր-ակցեպտորային միացություն՝ պղնձի ֆտալոցիանին-յոդ: Վերջինս առաջանում է ամորֆ վիճակում β -մոդիֆիկացիայի բազմաբյուրեղ $PcCu$ նմուշներում I_2 մոլեկուլների դիֆուզիայի հետևանքով: $50 \div 100^\circ C$ շերտաստիճանային տիրույթում մոլեկուլյար յոդի դիֆուզիան β - $PcCu$ -ում նկարագրվում է $D = 2 \cdot 10^{16} \exp(-43400/RT)$ սմ² վկ բանաձևով: Ցույց է տրված, որ դիտվող էՊՆ ազդանշանները պայմանավորված են $PcCu(II)$ իոններով, որոնց սպինը $S=1$: Քննարկված են այն պատճառները, որոնց շնորհիվ հնարավոր է էՊՆ արիպլետ ազդանշանների դիտումը պղնձի ֆտալոցիանին-յոդ միացությունում ի տարբերություն ուրիշ միացությունների, որտեղ նման $S=1$ սպին ունեցող իոնները չեն տալիս զրանցվող էՊՆ ազդանշաններ:

THE INVESTIGATION OF THE POLYCRYSTALLINE COPPER
 PHTHALOCYANINE INTERACTION WITH MOLECULAR IODINE

A. A. SAMUELIAN, A. A. AVETISIAN, E. G. SHAROYAN

The new donor-acceptor compound copper phthalocyanine-iodine is obtained and investigated. It is formed in the amorphous state during the diffusion of I_2 molecules into the polycrystalline $PcCu$ samples of β -modification. In the temperature range of $50 \div 100^\circ C$ the diffusion of molecular iodine into the β - $PcCu$ is described by expression $D = 2 \cdot 10^{16} \exp(-43400/RT) \text{ cm}^2 \text{ sec}$. It is shown, that the observed EPR signals are due to the $Pc^+Cu(II)$ ions with spin $S=1$. The reasons are discussed which render possible the observation of triplet EPR signals in the copper phthalocyanine-iodine compound contrary the others, where similar ions with $S=1$ don't reveal detectable EPR signals.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

О РАСПРОСТРАНЕНИИ УЛЬТРАЗВУКА ЧЕРЕЗ ПОЛУПРОВОДЯЩИЕ ПЛЕНКИ В КВАНТУЮЩЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А. А. ХАЧАТРЯН

В ряде работ (см., например, [1—5]) рассматривалось электрон-фононное взаимодействие в присутствии квантующего электрического поля. В последнее время заметно возрос интерес к эффектам, обусловленным ванагье-штарковским квантованием энергетических уровней электронов. В этой связи представляется интересным учесть влияние эффектов штарковского квантования электронного спектра на распространение звука при наличии дополнительного квантования движения электрона вдоль толщины полупроводящей пленки z .

Для рассмотрения этого вопроса направим электрическое поле $E = F/e \sim 10^5 \div 10^6$ в/см вдоль оси x . По аналогии с [1, 5] запишем выражение для коэффициента поглощения звука в виде

$$\alpha(q) = \frac{2\pi}{\hbar V_q} \sum_{v, v', k_y} |C_{nn'}(q)|^2 f_{v-v'}^2 \left(\frac{E_B}{aeE} \sin \frac{aq_x}{2} \right) \times \\ \times [f_{n, v}(k_y - q_y) - f_{n', v'}(k_y)] \delta[W_{n, v}(k_y - q_y) - W_{n', v'}(k_y) + \hbar\omega_q], \quad (1)$$

где

$$C_{nn'}(q) = iC_1 \left(\frac{\hbar q^2}{2\rho V\omega_q} \right)^{1/2} F_{nn'}(q_z), \\ F_{nn'} = \frac{4\pi^2 \text{inn}' q_z d [(-1)^{n+n'} \exp(iq_z d) - 1]}{[\pi^2 (n+n')^2 - q_z^2 d^2] [\pi^2 (n-n')^2 - q_z^2 d^2]},$$

$E_B = \frac{\hbar^2}{2m^*} \left(\frac{\pi}{a} \right)^2$ — ширина зоны проводимости, v_q — скорость фононов с квазиимпульсом q , $C_{nn'}(q)$ — матричный элемент электрон-фононного взаимодействия в квантованной пленке, $C_1 \sim 10^{-11}$ эрг — константа деформационного потенциала, ρ — плотность вещества, V — объем, d — толщина пленки, a — постоянная решетки вдоль поля, $m^* \sim 10^{-2} m_e$ — эффективная масса, $f_{n, v}$ — функция распределения электронов, J — функция Бесселя, $W_{n, v}$ — ванагье-штарковские уровни [1]:

$$W_{n, v}(k_y) = aeEv + \bar{\varepsilon}_n(k_y),$$

$$\bar{\varepsilon}_n(k_y) = \frac{a}{2\pi} \int_{-\frac{\pi}{a}}^{\frac{\pi}{a}} \varepsilon_n(k) dk_x.$$

Спектр энергии электронов в отсутствие внешнего электрического поля для удобства можно записать в виде

$$\varepsilon_n(\mathbf{k}) = \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + E_B \sin \frac{ak_x}{2} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* d^2}.$$

Тогда для ванье-штарковских уровней получаем

$$W_{v,n} = aeE_v + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m^*} + \frac{E_B}{2} + \frac{\hbar^2 \pi^2 n^2}{2m^* d^2}. \quad (2)$$

Для реализации ванье-штарковского квантования, разумеется, необходимо выполнение условия $W_{n,v} - W_{n,v-1} \gtrsim kT$, что дает $a \gtrsim \frac{kT}{eE} \sim 10^{-7}$ см ($T \sim 10^2$ °К). Таким образом, материал пленки должен иметь порядок постоянной решетки 10^{-7} см. Такой порядок a можно реализовать, например, методом создания сверхрешеток.

Переходя в (1) от суммирования по k_y к интегрированию и учитывая, что электронный газ вырожден, получим (положив $n=n'$)

$$\alpha = \sum_{v-v', n} \frac{8 \pi^4 n^4 a q^2 m^* C_1^2 (1 - \cos q_z d)}{\hbar^2 \omega_q v_q \rho V [4 \pi^2 n^2 - q_z^2 d^2] q_z^2 d^3} \times \\ \times \int_{v-v'}^2 \left(\frac{E_B}{aeE} \sin \frac{q_x a}{2} \right) \delta \left[\frac{m^* aeE(v-v')}{\hbar^2 q_y} - \frac{q_y}{2} \right]. \quad (3)$$

В том случае, когда $E_R \ll aeE$, в сумме по $v-v'$ можно оставить только первые члены: $v-v' = \pm 1$. Как видно из (3), при $q_x = 0$ (в этом случае звук распространяется в направлении, перпендикулярном постоянному электрическому полю) коэффициент поглощения становится равным нулю (т. е. среда для звука становится прозрачной). Резонансным является значение квазиимпульса $q_y \sim \sqrt{2 m^* aeE/\hbar} \sim 10^6$ см $^{-1}$. Наиболее эффективное поглощение звука имеет место при частоте $\omega \sim 10^{11}$ с $^{-1}$.

В заключение выражаю благодарность В. С. Сардаряну за обсуждение результатов.

Армянский государственный
пед. институт им. Х. Абовяна

Поступила 31.X.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. K. Hacker. Phys. St. Sol., 33, 607 (1969).
2. В. В. Брыскин, Ю. А. Фирсов. ЖЭТФ, 61, 2373 (1971).
3. В. А. Яковлев, С. В. Крючков. ФТП, 8, 973 (1974).
4. С. В. Крючков, В. А. Яковлев. ФТП, 9, 1426 (1975).
5. С. В. Крючков, В. А. Яковлев. ФТП, 11, 590 (1977).

ՔՎԱՆՏԱՑՆՈՂ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏԵՎՈՂ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶ
ԲԱՐԱԿ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ ՈՒԼՏՐԱԶԱՑՆԻ ՏԱՐԱՄՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Ա. ԽԱՉԱՏՐՅԱՆ

Հաշված է ձայնի կլանման գործակիցը, երբ կիսահաղորդիչ բարակ թաղանթները գտնվում են քվանտացնող էլեկտրական դաշտում: Ցույց է տրված, որ որոշակի պայմաններում ձայնի կլանման գործակիցը հավասարվում է զերոյի: Գտնված է, որ ձայնի առավել էֆեկտիվ կլանում տեղի կունենա $\omega \sim 10^{11}$ ի.՝⁻¹ հաճախության դեպքում:

ON THE PROPAGATION OF ULTRASOUND THROUGH
SEMICONDUCTING FILMS IN THE QUANTIZED
ELECTRIC FIELD

A. A. KHACHATRYAN

The sound absorption coefficient in a strong electric field is calculated. It is discovered that under the frequency $\omega \sim 10^{11}$ sec⁻¹ the sound is absorbed more effectively.

ДЕНСИТОМЕТРИЧЕСКИЙ МЕТОД ИЗМЕРЕНИЯ УДЕЛЬНЫХ ПОТЕРЬ ЭНЕРГИИ ТЯЖЕЛЫХ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ПРИ МАЛЫХ ЭНЕРГИЯХ

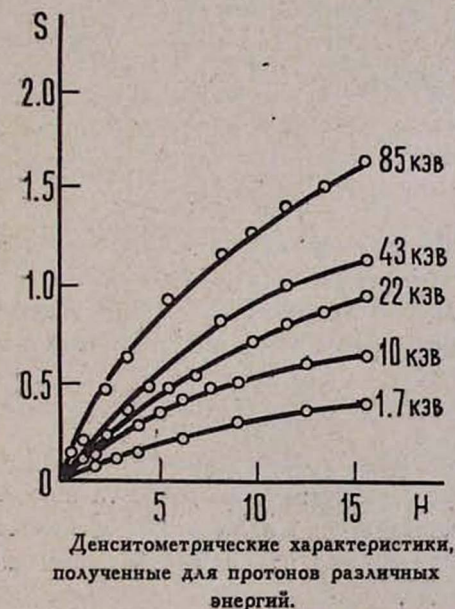
А. Г. ПОЛАНДОВ, Б. В. МАРЬИН, Л. С. НОВИКОВ, Э. А. ТРЕГУБКИН

Измерения удельных потерь энергии заряженных частиц dE/dx в фотоэмульсиях основываются, как правило, на анализе плотности следов регистрируемых частиц [1]. Однако при регистрации тяжелых заряженных частиц (протонов, α -частиц и т. д.) малых энергий (единиц — десятков кэв) этот метод неприменим вследствие малости пробегов частиц.

В настоящей работе рассматривается возможность измерения dE/dx в области малых энергий на основании зависимости максимальной плотности почернения фотоэмульсии S_{∞} от энергии регистрируемых частиц E и от глубины проникновения частиц в фотоэмульсию x_0 . Используя введенные обозначения, можно записать

$$\frac{dE}{dx} = \frac{dE}{dS_{\infty}} \cdot \frac{dS_{\infty}}{dx_0}. \quad (1)$$

Зависимость оптической плотности почернения от энергии частиц легко наблюдается экспериментально. Это видно из рисунка, на котором показаны денситометрические кривые зависимости S от величины экспозиции H в относительных единицах, полученные в работе [2] для различных энергий протонов. Хотя эти кривые получены в ограниченном диапазоне экспозиций, тем не менее очевидно, что при $H \rightarrow \infty$ плотность почернения S будет стремиться к своей максимальной величине S_{∞} при данной энергии, что соответствует полной активации зерен в облучаемом слое.



Чтобы установить функциональную зависимость S_{∞} от x_0 , необходимо учесть особенности фоторегистрации тяжелых заряженных частиц малых энергий. Такой анализ был проведен в работе [3], где была рассмотрена зависимость числа активированных зерен N от величины экспозиции H . В работе [4] теоретиче-

ски и в работе [5] экспериментально было показано, что оптическая плотность почернения пропорциональна числу активированных зерен N . На

основании результатов, полученных в [3—5], можно записать зависимость плотности почернения S от величины экспозиции H для тяжелых заряженных частиц в виде

$$S = \frac{\bar{z}\bar{\sigma}}{2,3} N_0 \int_0^{x_0} \left\{ \int_0^{\infty} [1 - e^{-\bar{\sigma} H (1 - \int_0^x f(x) dx)}] f(\sigma) d\sigma \right\} dx + \\ + \frac{\bar{z}\bar{\sigma}}{2,3} N_b \int_0^{x_0} \left[\int_0^{\infty} e^{-\bar{\sigma} H (1 - \int_0^x f(x) dx)} \cdot f(\sigma) d\sigma \right] dx. \quad (2)$$

Здесь N_0 и N_b — соответственно числа зерен эмульсии и вуали в единице объема, $\bar{\sigma}$ — средняя площадь сечения зерен, $f(\sigma)$ — функция распределения зерен по размерам, $f(x)$ — функция распределения пробегов частиц в эмульсии, z — эмпирический поправочный коэффициент.

При $H \rightarrow \infty$ из (2) получаем выражение для максимальной плотности почернения эмульсии

$$S_{\infty} = \frac{\bar{z}\bar{\sigma}N_0}{2,3} x_0. \quad (3)$$

Величина S_{∞} , как мы видим, не зависит от вида функции распределения пробегов частиц $f(x)$. Это означает, что все зерна эмульсии, расположенные в пределах глубины проникновения частиц x_0 , будут активированными. Действительно, тяжелые частицы с энергиями ниже 100 кэв имеют пробеги менее 1 мкм, вследствие чего энергия, теряемая ими при прохождении зерен эмульсии диаметром $\sim 0,3$ мкм, на один-два порядка превышает энергию, необходимую для активации зерен (150÷180 эв).

Из (1) и (3) следует

$$\frac{dE}{dx} = \frac{\bar{z}\bar{\sigma}N_0}{2,3} \cdot \frac{dE}{dS_{\infty}} \quad \text{или} \quad \frac{dE}{dx} = C \frac{\Delta E}{\Delta S_{\infty}}. \quad (4)$$

Полученное соотношение позволяет экспериментально определить величину dE/dx в эмульсии на основе денситометрических характеристик, аналогичных приведенным на рисунке. Погрешность измерения dE/dx данным методом будет определяться, в основном, флуктуациями максимальной

плотности почернения S_{∞} , т. е. $\frac{|\delta \cdot \Delta S_{\infty}|}{\Delta S_{\infty}} = \frac{2\sqrt{x_0}}{\Delta x \sqrt{N_0 d}}$, где d — площадь

рассматриваемой поверхности эмульсии, Δx — разность пробегов частиц с энергиями E и $E + \Delta E$. Так, например, для обеспечения точности измерения $\sim 5\%$ при $N_0 = 5 \cdot 10^{11}$ зерен/см³, $x_0 = 1$ мкм и $\Delta x = 0,05 x_0$ необходимо провести денситометрические измерения на площади примерно 6,4 мм², что технически вполне выполнимо.

Следует отметить также, что уравнение (2) справедливо лишь при малых пробегах частиц, так как не учитывает взаимного перекрытия зерен эмульсии. Оценим глубину x_0 , при которой перекрытием зерен можно пре-

небрежь. Два зерна эмульсии будут перекрываться, если они будут находиться в объеме цилиндра с площадью основания 4σ и высотой x_0 . Значение x_0 , при котором перекрытием зерен можно пренебречь, определяется из условия $P_2/P_1 \ll 1$, где P_2 — вероятность обнаружения в объеме $4\sigma x_0$ двух зерен эмульсии, P_1 — одного зерна. Учитывая распределение Пуассона, имеем $P_2/P_1 = 2\bar{\sigma} x_0 N_0$. При $P_2/P_1 = 5 \cdot 10^{-2}$, $\bar{\sigma} = 7 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2$ и $N_0 = 5 \cdot 10^{11} \text{ зерен/см}^3$ получаем $x_0 \leq 0,7 \text{ мкм}$, что соответствует рассматриваемому диапазону энергий частиц.

Оценим, далее, с помощью (2) величину экспозиции H_∞ , необходимую для получения плотности почернения S , близкой к S_∞ . Величина этой экспозиции, в отличие от максимальной плотности почернения S_∞ , зависит от вида функции $f(x)$. Произведем оценку для следующих трех случаев: пробеги частиц в эмульсии одинаковы; пробеги равномерно распределены по глубине; распределение пробегов описывается линейной функцией $f(x) = 2(x_0 - x)/x_0^2$.

Зная величину $\lambda = (S_\infty - S)/S_\infty$ и пренебрегая дисперсией зерен по размерам, для этих трех случаев соответственно получим: $H_\infty \geq \frac{1}{\sigma \ln \lambda}$, $H_\infty \geq \frac{1}{\sigma \lambda}$ и $H_\infty \geq \frac{1}{\sigma \lambda^2}$. Полагая $\lambda = 10^{-2}$ и $\sigma = 7 \cdot 10^{-10} \text{ см}^2$,

для наиболее неблагоприятного случая получим величину необходимой экспозиции, выраженную в единицах заряда, $eH_\infty \geq 2,3 \cdot 10^{-6} \text{ кулон/см}^2$.

В заключение отметим, что рассматриваемый метод может быть использован и для определения удельных потерь энергии в тонких однородных мишенях, нанесенных непосредственно на эмульсию или помещенных перед ней. Разность энергий частиц, вызывающих одинаковую плотность почернения эмульсии с мишенью и без нее, соответствует потере энергии частиц ΔE в мишени. Зная толщину мишени, легко определить величину dE/dx . Основную погрешность, как и в рассмотренном выше случае, вносят флуктуации плотности почернения S_∞ . Оценка погрешности производится аналогично; отличие состоит лишь в том, что здесь Δx означает толщину мишени.

НИИЯФ МГУ

Поступила 28.XI.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. С. Пауэлл, П. Фаулер, Д. Перкинс. Исследование элементарных частиц фотографическим методом, Изд. ИЛ, М., 1962.
2. В. Г. Злобин и др. Труды III Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами, М., 1972.
3. А. Г. Поландов. Труды III Всесоюзного совещания по физике взаимодействия заряженных частиц с монокристаллами, М., 1972.
4. P. G. Nutting. Phil. Mag., 6, 423 (1913).
5. J. I. Craltree, G. E. Matthews. Photographic Chemicals and Solutions, Boston, 1939.

ՄԱՆՐ ԼԻՑԲԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ՏԵՍԱԿԱՐԱՐ
ԿՈՐՈՒՄՏՆԵՐԻ ՉԱՓՄԱՆ ԴԵՆՍԻՏՈՄԵՏՐԻԿ ՄԵԹՈԴ

Ա. Գ. ՊՈԼԱՆԴՈՎ, Բ. Վ. ՄԱՐՅԻՆ, Լ. Ս. ՆՈՎԻԿՈՎ, Է. Ա. ՏՐԵԳՈՒԲԿԻՆ

Աշխատանքում առաջարկվում է ֆոտոէմուլսիաներում ծանր լիցքավորված մասնիկների էներգիաների տեսակարար կորուստների չափման մեթոդ, որը հիմնված է փորձնականորեն ստացված ֆոտոէմուլսիաների դենսիտոմետրիկ բնութագրերի օգտագործման վրա: Մեթոդը կիրառվում է մասնիկների տասնյակ ԿէՎ էներգիաների դեպքում, իսկ կորուստների (dE/dx) չափման ճշտությունը կազմում է 5—10%:

DENSITOMETRIC METHOD OF THE MEASUREMENT
OF SPECIFIC ENERGY LOSSES OF HEAVY CHARGED
PARTICLES AT LOW ENERGY

A. G. POLANDOV, B. V. MARIN, L. S. NOVIKOV, E. A. TREGUBKIN

The method is proposed for the determination of specific energy losses (dE/dx) of heavy charged particles in photoemulsions for energies from units to several tens KeV based on the experimental densitometric characteristics of photoemulsions. The accuracy of dE/dx measurement makes 5—10%. The method could be used for the measurement of dE/dx in thin homogeneous targets.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ի Թ Յ Ո Ի Ն

Ռ. Հ. Ավագյան, Ի. Խ. Կոսակով, Ժ. Վ. Պետրոսյան, Ա. Մ. Սիրունյան. Ածխածնի միջուկի վրա π^0 -մեզոնների ֆոտոծնման կտրվածքի ասիմետրիայի չափումը $E\gamma = (0,7 \div 1,65)$ ԳէՎ էներգիայի տիրույթում	161
Ս. Վ. Մխառյան. Որոշ դատողություններ սարերի բարձրության վրա կոսմիկական աղբյուրների տարբեր հոսքերի բաղադրության մասին	166
Վ. Ն. Հառաբյունյան, Հ. Վ. Թաղայան, Մ. Մ. Բեգլարյան, Կ. Բորչեա, Ա. Բուցե, Տ. Ա. Վառլանյան, Մ. Ա. Գաբգյան, Դ. Դուրյան, Հ. Գ. Ղուկասյան, Ռ. Ա. Կարապետյան, Գ. Ն. Մարգարյան, Գ. Ի. Մելիքով, Յ. Դ. Ներսեսյան, Օ. Ի. Պատյան, Մ. Պետրաշևի, Մ. Պետրովիչ, Վ. Ս. Պոդոսով, Վ. Սիմիոն, Ս. Ա. Շատիկ. 4,5 ԳէՎ էներգիայի էլեկտրոններով միջուկների վրա ծանր մասնիկների առաջացման դրանցումը	172
Է. Մ. Ղազարյան, Ա. Հ. Մելիքյան, Հ. Ռ. Մինասյան. Միջխառնորդային կլանում կիսահաղորդիչներում ուժեղ էլեկտրամագնիսական ալիքի դաշտում	180
Զ. Հ. Կասամանյան, Ս. Մ. Մովսիսյան, Վ. Մ. Դասպարյան. Դեֆեկտների էներգետիկ սպեկտրը միաշափ սյարբերական սխեմայում	185
Վ. Ի. Հավունջյան, Պ. Հ. Բեգիբաբյան, Գ. Մ. Ալաջալյան. Ռենտգենյան և ալֆա-աղբյուրների ճեղքման և բյուրեղում եղած թերությունների պատկերների կոնտրաստի առաջացման հարցի վերաբերյալ	192
Յա. Մ. Պոդոսով, Ս. Դ. Գևորգյան. Թաղանթների միկրոմագնիսական կառուցվածքի ուսումնասիրումը ոչ զծային մագնիսացման ծիանքի դեպքում	199
Հ. Հ. Նդիգարյան, Գ. Ա. Մեաջականյան, Ա. Խ. Ավագյան. Մագնիսական դաշտի ուղղության նկատմամբ զգայուն մագնիսադիոդների որոշ հատկությունները	206
Հ. Ա. Սամուելյան, Ա. Հ. Ավետիսյան, Է. Գ. Շարոյան. Բաղմարյուրեղ պղնձի ֆտալոցիանինի՝ մոլեկուլյար յոդի հետ փոխազդեցության ուսումնասիրությունը	212

Համառոտ հաղորդումներ

Ա. Ա. Խաչատրյան. Քվանտացնող էլեկտրական դաշտում գտնվող կիսահաղորդիչ բարակ թաղանթներում ուլտրաձայնի տարածման մասին	220
Ա. Գ. Պոլանդով, Բ. Վ. Մարյին, Լ. Ս. Նովիկով, Է. Ա. Տրեգովիչ. Մանր լիցքավորված մասնիկների էներգիայի տեսակարար կորուստների չափման դեմոստրատիկ մեթոդ	223

СОДЕРЖАНИЕ

Р. О. Авакян, И. Х. Косаков, Ж. В. Петросян, А. М. Сирунян. Измерение асимметрии сечения фоторождения π^0 -мезонов на ядре углерода в интервале энергий $E_\gamma = (0,7 \div 1,65)$ Гэв	161
С. В. Митоян. Некоторые соображения о составе разных потоков космических адронов на высотах гор	166
В. Н. Арутюнян, Г. В. Бадалян, Д. М. Бегларян, К. Борчаев*, А. Буцэ*, Т. А. Варданян, М. А. Гарзоян, Д. Дорчоман*, Г. Г. Зограбян, Р. А. Карапетян, Г. Е. Маркарян, Г. И. Меликов, Я. Д. Нерсисян, О. И. Пасоян, М. Петрашкун*, М. Петрович*, В. С. Погосов, В. Симион*, С. А. Шатиев. Регистрация образования тяжелых частиц на ядрах электронами с энергией 4,5 Гэв	172
Э. М. Казарян, А. О. Меликян, Г. Р. Минасян. Межпримесное поглощение в полупроводниках в поле сильной электромагнитной волны	180
З. А. Касаманян, С. М. Мовсисян, В. М. Гаспарян. Энергетический спектр дефектов в одномерной периодической системе	185
В. И. Авунджян, П. А. Безирганян, Г. М. Аладжаджян. О расщеплении рентгеновских лауэ-отражений и образовании контраста изображений дефектов в кристаллах	192
Я. М. Погосян, С. Д. Геворкян. Исследование магнитной микроструктуры пленок в случае нелинейной ряби намагниченности	199
Г. А. Егиазарян, Г. А. Мнацаканян, А. Х. Авакян. Некоторые свойства магнетодиодов, чувствительных к направлению магнитного поля	206
А. А. Самуэлян, А. А. Аветисян, Э. Г. Шароян. Исследование взаимодействия поликристаллического фталоцианина меди с молекулярным йодом	212

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

А. А. Хачатрян. О распространении ультразвука через полупроводящие пленки в квантующем электрическом поле	226
А. Г. Поландов, Б. В. Марьян, Л. С. Новиков, Э. А. Трегубкин. Денситометрический метод измерения удельных потерь энергии тяжелых заряженных частиц при малых энергиях	223

