

ՀԱՄԱՐ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶՄԱԿԱ
ФИЗИКА

1978

Издается с 1966 г.
Периодичность—6 номеров в год.

ԽՐԱԳՐԱԿԱՆ ԿՈՒՆԳԻՍ

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

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

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

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

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

О ПРИГОТОВЛЕНИИ СОСТОЯНИЙ СОСТАВНЫХ СИСТЕМ

С. Г. ХАРАТЯН

Применительно к квантовым составным системам с конечным числом степеней свободы построена схема, позволяющая приготавливать произвольное состояние, не определяемое по проекциям на подсистемы, из состояния, определяемого проекциями.

Одним из основных квантовых постулатов [1, 2] является утверждение, что (по крайней мере концептуально) все состояния системы могут быть приготовлены, а наблюдаемые—измерены. В настоящее время имеется большое количество работ, в которых рассматриваются различные аспекты этого постулата (см. сборники [3, 4] и ссылки в них). В настоящей работе мы попытаемся показать, что применительно к нерелятивистским составным системам с конечным числом степеней свободы можно исходить из ослабленной формулировки этого постулата.

Для составных систем целесообразно, следуя фон Нейману [5], разделить множество состояний на два класса: состояния, определяемые своими проекциями на подсистемы (состояния первого класса), и прочие состояния (состояния второго класса). Приготовление состояний первого класса сводится к приготовлению соответствующих проекций на подсистемы и не вызывает дополнительных проблем. Представляется разумным предложить схему, в которой состояния второго класса приготавливаются из состояний первого класса, так что можно ограничиться постулатом о концептуальной приготовимости состояний только первого класса. Существенные детали схемы — включение «косвенного» взаимодействия между подсистемами посредством варьируемой внешней системы и гамильтоновость эволюции полной системы. При этом мы не конкретизируем вид O -множества наблюдаемых составной системы, зато предполагаем, что множество ограниченных наблюдаемых подсистемы, считаемой в каком-то смысле элементарной, есть $B_h(H)$ (множество эрмитовых элементов алгебры фон Неймана $B(H)$ всех ограниченных операторов в гильбертовом пространстве H ; в литературе, например, [6], указывалось на желательность физической мотивировки выбора в качестве множества ограниченных наблюдаемых составной системы, состоящей из двух подсистем, $O = B_h(H_1 \times H_2)$). В этой связи отметим, что такой вид O у нас получается как следствие.

Итак, мы рассматриваем нерелятивистские квантовые системы с конечным числом степеней свободы S_i , $i=1, 2, 3$. Системы S_i считаем в каком-то смысле элементарными, так что множества ограниченных наблюдаемых O_i совпадают с $B_h(H_i)$. Системы S_1 и S_2 заданы, и нас интересует проблема их объединения в составную систему S_{1+2} . Напротив, «внешняя» система S_3 будет варьироваться (чтобы реализовать различные «косвенные» взаимодействия между S_1 и S_2). Состояния системы S_i — суть нормальные положительные функционалы над

$B_h(N_i)$, так что множество чистых состояний системы совпадает с множеством векторных состояний E_{φ_i} , $\varphi_i \in N_i$, $\varphi_i \neq 0$.

В отношении составной системы S_{1+2} (и аналогично, вспомогательных составных систем S_{1+2+3} , S_{i+3} при $i=1, 2$) ограничимся следующими предположениями. Ограниченные наблюдаемые составной системы S_{1+2} образуют некое линейное многообразие в $B_h(N_1 \times N_2)$, а состояния — суть нормальные положительные функционалы над O_{1+2} ; если $B \in O_{1+2}$, то $f(B) \in O_{1+2}$. Каждой наблюдаемой A_1 системы S_1 соответствует наблюдаемая составной системы $A_1 \times I_2$, где I_2 — единичный оператор в N_2 . Аналогичным предполагается вложение O_2 в O_{1+2} . Заметим, что все векторные состояния вида $E_{\varphi_1 \times \varphi_2}$ являются чистыми, поскольку даже наблюдаемых вида $A_1 \times I_2 + I_1 \times A_2$, где A_i пробегает $B_h(N_i)$, достаточно, чтобы установить неразложимость векторных функционалов вида $E_{\varphi_1 \times \varphi_2}$. Легко видеть, что состояние системы S_{1+2} является состоянием первого класса лишь тогда, когда его проекция хотя бы на одну из подсистем является чистым состоянием. В частности, векторное состояние $E_{\varphi_{1+2}}$ является состоянием первого класса тогда и только тогда, когда $\varphi_{1+2} = \varphi_1 \times \varphi_2$.

Как многократно отмечалось (см., например, [5, 7]), в квантовой теории изменение состояний осуществляется двумя способами — временной эволюцией и редукцией состояний при измерениях. Временная эволюция всех рассматриваемых систем предполагается гамильтоновой, причем образом чистого состояния является чистое состояние. Относительно редукции состояний при измерениях слабейшее предположение состоит в том, что измерение каждого проектора есть чистая операция в смысле [8, 9], т. е. переводит чистые состояния в чистые.

Обратимся к задаче приготовления состояний составной системы S_{1+2} . В нашей схеме мы намереваемся приготовление произвольного состояния системы S_{1+2} свести посредством двух указанных способов изменения состояний к приготовлению состояний первого класса, т. е. к считаемым заданными процедурам приготовления состояний подсистем S_1 и S_2 . Для этой цели недостаточно рассмотрения лишь систем S_1 и S_2 . В случае невзаимодействующих S_1 и S_2 состояния первого класса переходят при временной эволюции только в состояния первого класса. В случае взаимодействующих S_1 и S_2 , как отмечалось в [10, 11], состояния первого класса переходят в состояния второго класса, однако при гамильтоновой эволюции образ множества векторов, представляющих состояния первого класса, вообще говоря, не плотен в $N_1 \times N_2$. В случае дискретного спектра гамильтониана H_{1+2} это легко следует из рассмотрения собственных векторов гамильтониана, не представимых в виде $\varphi_1 \times \varphi_2$. Повтому воспользуемся возможностью варьировать взаимодействие между S_1 и S_2 косвенным образом, при помощи включения взаимодействия подсистем S_1 и S_2 с внешней системой S_3 . При этом необходимо предположить, что S_3 можно варьировать в достаточно широких пределах. Смысл последнего требования будет ясен из дальнейшего.

Рассмотрим временную эволюцию составной системы S_{1+2+3} , которая определяется видом взаимодействия между S_1 и S_2 и S_2 и S_3 . Тогда в результате временной эволюции от t_0 к t_1 начальное состояние $E_{\varphi_1 \times \varphi_2 \times \varphi_3}$, вообще говоря, переходит в некоторое конечное состояние E_ψ , не представимое ни в одном из видов $E_{\varphi_1 \times \varphi_2 \times \varphi_3}$ и $E_{\varphi_2 \times \varphi_1 \times \varphi_3}$. Предположим, что в некотором ортонормированном базисе $\{\varphi_3^n\}$ в H_3 вектор конечного состояния имеет вид $\psi = \sum_n \varphi_1^n \times \varphi_2^n \times \varphi_3^n$, и пусть N — подмножество номеров n , такое, что $\varphi_1^n \neq 0$ и $\varphi_2^n \neq 0$. Если системы векторов $\{\varphi_i^n\}$ при $i = 1, 2$ натягивают более чем одномерные подпространства в H_i , то найдутся такие номера k и l , что φ_1^k и φ_1^l , а также φ_2^k и φ_2^l комплексно неколлинеарны. Тогда, переходя к новому базису $\{\varphi_3^{1n}\}$ посредством подходящего двумерного поворота

$$\varphi_3^{1k} = \cos \theta \varphi_3^k + \sin \theta \varphi_3^l, \quad \varphi_3^{1l} = \cos \theta \varphi_3^k - \sin \theta \varphi_3^l, \quad \varphi_3^{1n} = \varphi_3^n, \quad n \neq k, n \neq l,$$

мы видим, что в новом базисе $\{\varphi_3^{1n}\}$ вектор ψ не представим в упомянутом выше виде. Это рассуждение показывает, что представимость вектора ψ в указанном виде в произвольном базисе в H_3 означает, что хотя бы при одном i ($i = 1, 2$) все векторы $\{\varphi_i^n\}_{n \in N}$ коллинеарны, что эквивалентно чистоте проекции состояния E_ψ на подсистему S_i . Следовательно, представимость вектора конечного состояния в указанном виде при произвольном начальном состоянии $E_{\varphi_1 \times \varphi_2 \times \varphi_3}$, при всех t_1 и при любом выборе базиса в H_3 означала бы, что одна из систем S_1 и S_2 в каждый момент времени находится в чистом состоянии, т. е. она не участвовала бы во взаимодействии, что не согласуется с выбором внешней системы S_3 .

Таким образом, существуют начальное состояние $E_{\varphi_1 \times \varphi_2 \times \varphi_3}$, базис $\{\varphi_3^n\}$ в H_3 и момент времени t_1 такие, что вектор конечного состояния имеет вид $\psi = \sum_n \varphi_{1+2}^n \times \varphi_3^n$, где хотя бы при одном n $E_{\varphi_{1+2}^n}$ является состоянием второго класса системы S_{1+2} . Произведя измерение проектора $P_{\varphi_3^n}$ над S_3 , мы редуцируем состояние системы S_{1+2+3} к чистому состоянию $E_{\varphi_{1+2}^n} \times \varphi_3^n$, а система S_{1+2} оказывается в чистом состоянии $E_{\varphi_{1+2}^n}$, которое является состоянием второго класса. Тем самым мы нашли способ, позволяющий приготовить некоторые состояния второго класса системы S_{1+2} , отправляясь от состояний первого класса, посредством косвенного взаимодействия. Разумеется, множество приготовимых таким путем состояний зависит от S_3 . Элементарным образом нетрудно убедиться, что для произвольного фиксированного состояния второго класса $E_{\varphi_{1+2}^n}$ системы S_{1+2} можно предложить такой модельный гамильтониан системы S_{1+2+3} , что состояние $E_{\varphi_{1+2}^n}$ может быть приготовлено посредством предложенной выше процедуры из некоторого состояния первого класса системы S_{1+2+3} . Гамильтониан полной системы имеет вид

$$H_{1+2+3} = H_1 \times I_2 \times I_3 + I_1 \times H_2 \times I_3 + I_1 \times I_2 \times H_3 + \\ + H_{1+2}^{int} \times I_3 + I_1 \times H_{2+3}^{int} + I_2 \times H_{1+3}^{int},$$

где H_{1+2}^{int} и H_{2+3}^{int} описывают взаимодействие между S_1 и S_2 , S_2 и S_3 . Выбирая H_{1+2}^{int} и H_{2+3}^{int} , описывающие взаимодействие между S_1 и S_2 и S_2 и S_3 произвольными самосопряженными операторами в $H_1 \times H_2$ и $H_2 \times H_3$, получаем искомое.

Итак, заставляя систему S_2 пробегать достаточно большое множество, мы можем приготовить произвольное чистое векторное состояние системы S_{1+2} (приготовление же произвольных смесей из чистых состояний есть стандартная статистическая процедура).

Наконец, приведем аргумент, показывающий, что множество ограниченных наблюдаемых составной системы S_{1+2} есть $B_h(H_1 \times H_2)$. Из чистоты всех векторных состояний следует, что два вектора представляют одно и то же состояние лишь тогда, когда принадлежат одному лучу. В этом случае, согласно [5], приготовимость чистого векторного состояния эквивалентна измерению соответствующего одномерного проектора. Коль скоро все одномерные проекторы из $B(H_1 \times H_2)$ — наблюдаемые, то согласно [2, 5] множество ограниченных наблюдаемых совпадает с $B_h(H_1 \times H_2)$. Вообще, согласно [12], из чистоты всех векторных состояний следует, что алгебра наблюдаемых фон Неймана есть $B(H_1 \times H_2)$.

Автор благодарит А. И. Оксак за многократные полезные обсуждения.

Институт математики
АН АрмССР

Поступила 25.III.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. И. Сигал. Математические проблемы релятивистской физики, Изд. Мир, М., 1968.
2. J. M. Jauch. Foundations of quantum mechanics, Reading, Mass., 1968.
3. Quantum theory and beyond, Cambridge University Press, N. Y. — London, 1971.
4. Lecture notes in physics, 29 (1975).
5. И. фон Нейман. Математические основы квантовой механики, Изд. Наука, М., 1964.
6. J. M. Jauch. Helv. Phys. Acta, 37, 293 (1964).
7. E. P. Wigner. Amer. J. Phys., 33, 648 (1963).
8. R. Haag. Lectures on elementary particles and quantum field theory, VII, V. 2, 1970.
9. K. Kraus. Lecture notes in physics, 29, 206 (1975).
10. G. G. Emch. Helv. Phys. Acta, 45, 1049 (1973).
11. E. Prugovecki. Quantum theory in Hilbert space, Akademik Press, 1971.
12. М. А. Наймарк. Нормированные кольца, Изд. Мир, М., 1969.

ԲԱՐԻ ՀԱՄԱԿԱՐԳԵՐԻ ՎԻՃԱԿՆԵՐԻ ՍՏԱՅՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ս. Գ. ԽԱՐԱՏՅԱՆ

Աղատուիլան վերջավոր աստիճան ունեցող քվանտային բարդ համակարգերի համար կառուցված է սխեմա, որը թույլ է տալիս աստիճան պրոեկցիաներով որոշվող վիճակներից կամայական վիճակ, որը չի որոշվում ենթահամակարգերի վրա ունեցած պրոեկցիաներով:

ON THE PREPARATION OF COMPOSITE
SYSTEMS STATES

S. G. KHARATYAN

For quantum systems with finite number of the degrees of freedom the scheme is built in which an arbitrary state, which cannot be defined by its projections on subsystems, can be prepared from a state defined by the projections.

РАСЧЕТ МЕТОДОМ МОНТЕ—КАРЛО РПИ-ДЕТЕКТОРА УСТАНОВКИ ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЯ ХАРАКТЕРИСТИК ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ АДРОНОВ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ С ЭНЕРГИЕЙ $500 \div 5000 \text{ Гэв}$

В. В. АВАКЯН, А. Т. АВУНДЖЯН, К. Г. АНТОНЯН, С. П. КАЗАРЯН,
С. А. КАНКАНЯН, А. Г. ОГАНЕСЯН, А. С. САРКИСЯН, А. Г. ТАМАНЯН

В работе исследованы возможности π/p идентификации на установке для измерения характеристик взаимодействия адронов в космических лучах с энергией $500\text{--}5000 \text{ Гэв}$. Методом Монте—Карло промоделированы процессы рождения и поглощения квантов переходного излучения в РПИ-детекторе установки, а также энергетические потери частиц при прохождении через пропорциональные камеры. Получены результаты о степени разделения π -мезонов от протонов в случаях заполнения камер аргоном и криптоном.

В работе [1] описана установка для исследования характеристик взаимодействия адронов в космических лучах с различными ядрами. Установка состоит из ионизационного калориметра, детектора рентгеновского переходного излучения (РПИ-детектора) и годоскопа. Размеры установки — $3 \times 3 \times 6 \text{ м}^3$, геометрический фактор — $2,2 \text{ м}^2 \text{ стер}$. Калориметр позволяет измерить энергию частицы в интервале $500 \div 5000 \text{ Гэв}$ с точностью 20%. Для идентификации адронов используются четыре ряда РПИ-детекторов, каждый из которых состоит из радиатора излучения и многонитяной пропорциональной камеры. Каждый радиатор излучения состоит из 125 майларовых пленок толщиной 22 мкм, расположенных друг от друга на расстоянии 3 мм. Пропорциональные камеры (с площадью 1 м^2 каждая) наполнены смесью 90% $\text{Ar} + 10\% \text{C}_2\text{H}_6$ при давлении 0,67 атм (или 90% $\text{Kr} + 10\% \text{C}_2\text{H}_6$) и имеют толщину 4 см.

Использование РПИ-детектора позволяет исследовать характеристики взаимодействия с различными ядрами π -мезонов и нуклонов отдельно. Результаты работ [2, 3] показывают работоспособность таких детекторов в экспериментах с космическими лучами, а в работе [4] описана установка для исследования зарядового состава первичного космического излучения, РПИ-детектор которой во многом аналогичен вышеописанному. Нами был промоделирован процесс прохождения частиц через РПИ-детектор. Прослеживались прохождения частиц с энергией от 500 до 5000 Гэв через центр установки перпендикулярно плоскости пропорциональных камер.

Моделирование процессов рождения γ -квантов в слоистой среде и их поглощения

Число квантов переходного излучения для пластины в стопке в единичном интервале частот определяется формулой [5]

$$\frac{dN}{d\omega} = \frac{8e^2}{\pi c \omega} \sum_{n=n_{\min}}^{\infty} \left[2n - \frac{\omega_0}{\omega} - \gamma \frac{\omega}{\omega_0} \right] \times \\ \times \left(\frac{1}{2n + \frac{\omega_0}{\omega} \frac{b}{a}} - \frac{1}{2n - \frac{\omega_0}{\omega}} \right)^2 \sin^2 \left[\frac{\pi a}{p} \left(n + \frac{1}{2} \frac{\omega_0}{\omega} \frac{b}{a} \right) \right], \quad (1)$$

где a — толщина пластины, b — расстояние между пластинами, $p = a + b$, $\gamma = \frac{ap\sigma}{(2\pi\nu)^2} (1 - \beta^2)$, $\omega_0 = \frac{a\sigma}{2\pi\nu}$, σ — квадрат плазменной частоты вещества пластины, $\beta = v/c$, $n_{\min} = \frac{1}{2} \left(\frac{\omega_0}{\omega} + \gamma \frac{\omega}{\omega_0} \right)$. Среднее число квантов с энергией в интервале $\omega_{\min} \div \omega_{\max}$ есть

$$\bar{N}_\gamma = \int_{\omega_{\min}}^{\omega_{\max}} \frac{dN}{d\omega} d\omega;$$

$\omega_{\min}$ и $\omega_{\max}$ выбираются такими, чтобы кванты с энергией $\omega_{\min} \leq \omega < \omega_{\max}$ эффективно проходили через слоистую среду и поглощались в газе камеры. Нами выбраны значения: $\omega_{\min} = 1 \text{ Кэв}$, $\omega_{\max} \approx 30 \text{ Кэв}$.

Обычно $\bar{N}_\gamma$ — малое число, что позволяет отождествлять его с вероятностью рождения одного кванта на пластине, а величина $1/\bar{N}_\gamma$ играет роль среднего пробега без образования кванта, т. е. вероятность образования кванта в N пластинах равна

$$P_N = 1 - \exp(-NN_\gamma).$$

Согласно этому закону распределения разыгрывается номер пластины, на котором родился очередной квант переходного излучения. Далее, согласно спектральному распределению (1), разыгрывается энергия кванта.

Так как угол между направлениями движения частицы и образовавшегося кванта мал ($\sim 1/\gamma^2$), эти направления считаются совпадающими. Далее, используя массовые коэффициенты поглощения излучения в майларе, воздухе и газе камеры, разыгрываются вероятности поглощения кванта в радиаторе и пропорциональной камере. В массовый коэффициент поглощения для майлара и воздуха с определенным статистическим весом входит и вероятность комптоновского рассеяния кванта. При вышеуказанных значениях энергии γ -квантов рассеяние можно считать томсоновским, т. е. квант рассеивается без передачи энергии вторичному электрону, меняя при этом свое направление на угол ϑ , распределенный по закону

$$W(\vartheta) = A(1 + \cos^2 \vartheta).$$

Судьба кванта разыгрывается до его окончательного поглощения либо вылета из геометрических размеров установки. Если квант поглотился вне газа камеры, то разыгрывается рождение нового кванта и т. д., а если квант поглотился в одной из камер, то его энергия суммируется к общему энерговыделению в данной камере.

Моделирование энергетических потерь частицы в газе камеры

Этот процесс моделируется с помощью метода, описанного в [6], который заключается в следующем. Допустим, s — полное сечение взаимодействия частицы с атомами газа: $s = \sigma + \tau = \sum \sigma_i + \sum \tau_i$, где σ_i — сечение образования δ -электронов на i -ом уровне атома, и τ_i — сечение возбуждения этого уровня, причем

$$\sigma_i = \frac{c}{\beta^2} \cdot \frac{f_i}{\varepsilon_i}, \quad c = 0,1536 \cdot \frac{Z}{A} \text{ Мэв } \tau^{-1} \text{ см}^2,$$

где $f_i = n_i/Z$ — отношение числа электронов i -го уровня к числу всех электронов атома.

Энергетические потери частицы только на образование δ -электронов есть

$$E_1 = \frac{c}{\beta^2} \sum f_i \int_{\varepsilon_i}^{T_{\max}} \frac{1}{\varepsilon^2} \varepsilon d\varepsilon = \frac{c}{\beta^2} (\ln T_{\max} - \sum f_i \ln \varepsilon_i).$$

Если посчитать по известным формулам (см., например, [7]) средние энергетические потери в газе камеры, то разность

$$E_2 = E_{\text{ср}} - E_1$$

будет долей энергетических потерь, обусловленных возбуждением атомов газа. Очевидно, что

$$\tau_i = E_2 \frac{f_i}{\varepsilon_i}.$$

После того, как определены все парциальные сечения σ_i и τ_i , с помощью s разыгрывается глубина очередного взаимодействия частицы с атомами газа, а с помощью сечения разыгрываются тип и уровень данного взаимодействия. Предполагалось, что характеристический квант с энергией ε_i и δ -электрон с энергией $\varepsilon = \varepsilon_i$ (энергия δ -электрона разыгрывается согласно закону распределения $1/\varepsilon^2$) поглощаются в газе камеры, т. е. в случае возбуждения к общему энерговыделению суммируется ε_i , а в случае образования δ -электрона — ε .

После определения суммарного энерговыделения данной частицы в каждой из четырех камер вводится поправка на энергетическое разрешение камер в предположении, что импульс на выходе камеры флуктуирует согласно распределению Гаусса

$$P_W = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp \left[-\frac{(W_p - W)^2}{2\sigma^2} \right],$$

где W — энерговыделение, соответствующее импульсу на выходе камеры, W_p — реальное энерговыделение в камере, σ — энергетическое разрешение камеры (нами принято $\sigma = 20\%$).

Обсуждение результатов

В реальном эксперименте предполагается передача всей информации от установки в ЭВМ (работа на линии) [8]. Для выбора оптимального варианта обработки аналоговой информации, поступающей от РПИ-детектора, производится:

1) арифметическое усреднение значений энергосвыделения во всех четырех камерах;

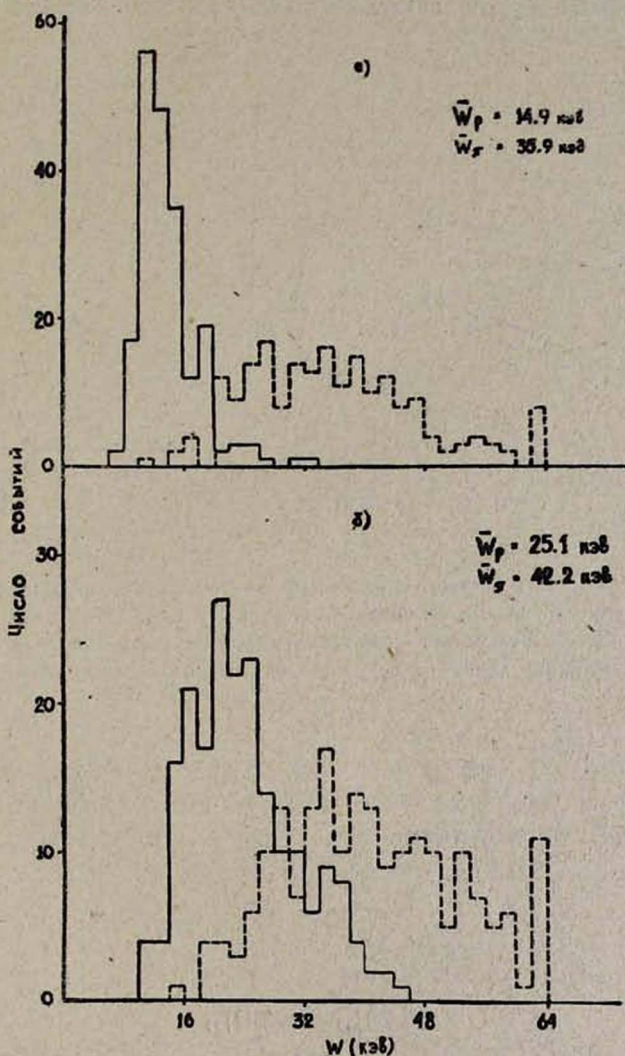


Рис. 1. Распределение энергосвыделений π -мезонов и протонов после усреднения трех наименьших значений из четырех: а) для энергии 1000 Гэв; б) для энергии 3000 Гэв.

- 2) геометрическое усреднение этих же значений;
 - 3) арифметическое усреднение трех наименьших значений из четырех;
 - 4) арифметическое усреднение трех наибольших значений из четырех.
- Распределения энергосвыделений, усредненных первыми двумя спосо-

бами, почти не отличаются, а при усреднении трех наибольших значений разделение π/p хуже, чем в случае усреднения трех наименьших значений. Лучшее разделение π/p во всем диапазоне энергий падающих частиц дает усреднение трех наименьших значений энерговыделений. Обработанные этим способом распределения энерговыделений приведены на рис. 1 для случая заполнения пропорциональных камер криптоном ($N_{\pi} = N_p = 200$).

На рис. 2 приведены зависимости средних энерговыделений π -мезонов и протонов, обработанных согласно пунктам 2 и 3 для аргона и криптона.

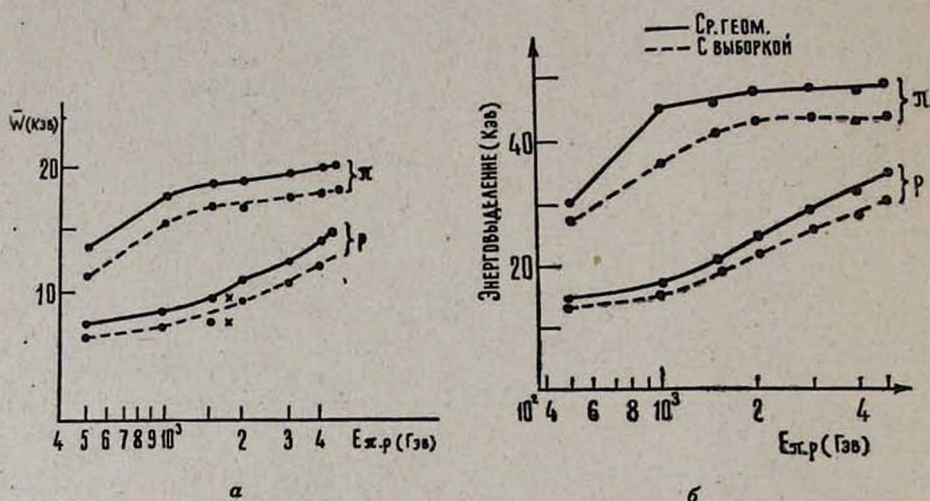


Рис. 2. Зависимость среднего энерговыделения от энергии падающей частицы: а) в случае заполнения камер аргоном; б) в случае заполнения камер криптоном (сплошная линия—для геометрического усреднения четырех камер, пунктирная линия—для усреднения трех наименьших значений).

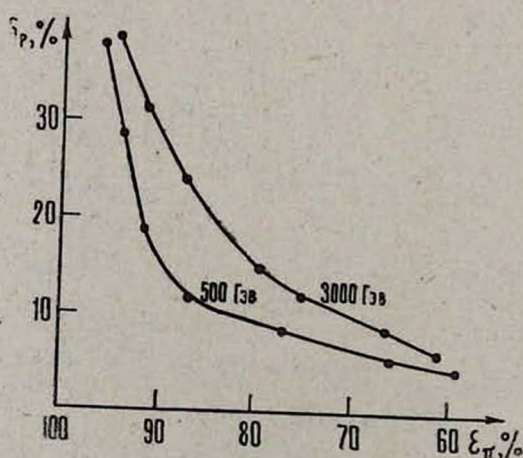


Рис. 3. Зависимость коэффициента режекции протонов от эффективности регистрации π -мезонов в случае заполнения камер криптоном.

Видно, что энергосодержание π -мезонов насыщается уже при энергиях ~ 1000 ГэВ. На рис. 3 приведена зависимость коэффициента режекции протонов от эффективности регистрации π -мезонов в случае наполнения камер криптоном в предположении, что число π -мезонов и число протонов, падающих на установку, равны. Как видно из рисунка, с увеличением энергии разделение ухудшается, но если удовлетворяться эффективностью регистрации π -мезонов $60 \div 70\%$, то даже при энергии 3000 ГэВ коэффициент режекции протонов составит $6 \div 10\%$. Таким образом, вышеописанный РПИ-детектор обеспечивает удовлетворительную идентификацию в области энергий $500 \div 5000$ ГэВ.

В заключение авторы выражают благодарность сотрудникам ВЦ ЕРФИ за помощь при выполнении расчетов.

Ереванский физический
институт

Поступила 7.II.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Авакян и др. Изв. АН СССР, сер. физ., 40, 1058 (1976).
2. V. V. Avakyan et al. Scientific Report ЕФИ—100 (74).
3. G. B. Yodh et al. Technical Report № 75—095, University of Maryland, 1975.
4. В. В. Авакян и др. Научное сообщение ЕФИ-177 (23)—76.
5. Г. М. Гарибяна, И. И. Гольдман. ДАН АрмССР, 31, 219 (1960).
6. K. A. Isirlian, A. T. Margarian, A. M. Zverev. Nucl. Inst. and Methods, 117, 125 (1974).
7. В. С. Мурзин, Л. С. Сарычева. Множественные процессы при высоких энергиях, Атомиздат, М., 1974.
8. В. В. Авакян и др. Научное сообщение ЕФИ-219 (11)—77.

500÷5000 Գէվ էներգիայով Տիեզերապահ շարժումների
փոխազդեցությունները բնութագրելու ռեգիստրացիայի
ուսումնասիրման համար
նախատեսված սարքավորման մեջ: Մոնիթինգային մեթոդով մոդելավորված են ռեգիստրացիայի
անցումային ճառագայթման փախուստների ծնման և կլանման պրոցեսները անցումային ճառագայթման
դետեկտորում, ինչպես նաև մասնիկների էներգետիկ կորուստները համեմատական հաշվարկների
մեջ: Ստացված են արդյունքներ յուրաքանչյուրի և պրոտոնների բաժանման աստիճանի մասին՝ համեմատական հաշվարկները արգոնով և կրիպտոնով լցնելու դեպքերում:

Վ. Վ. ԱՎԱԿՅԱՆ, Ա. Տ. ՀԱՎՈՐՆՅԱՆ, Կ. Գ. ԱՆՏՈՆՅԱՆ, Ս. Պ. ՂԱԶԱՐՅԱՆ,
Ս. Ա. ՔԱՆՔԱՆՅԱՆ, Ա. Հ. ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ, Ա. Գ. ԹԱՄԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում հետազոտված են յուր բաժանման հնարավորությունները 500÷5000 Գէվ էներգիայով տիեզերական ճառագայթների փոխազդեցության բնութագրելու ուսումնասիրման համար նախատեսված սարքավորման մեջ: Մոնիթինգային մեթոդով մոդելավորված են ռեգիստրացիայի անցումային ճառագայթման փախուստների ծնման և կլանման պրոցեսները անցումային ճառագայթման դետեկտորում, ինչպես նաև մասնիկների էներգետիկ կորուստները համեմատական հաշվարկների մեջ: Ստացված են արդյունքներ յուրաքանչյուրի և պրոտոնների բաժանման աստիճանի մասին՝ համեմատական հաշվարկները արգոնով և կրիպտոնով լցնելու դեպքերում:

MONTE—CARLO SIMULATION OF XTR-DETECTOR FOR THE
EXPERIMENTAL STUDY OF COSMIC RAY HADRONS
INTERACTIONS IN (500--5000) *Gev* RANGE

V. V. AVAKYAN, A. T. AVUNDZHYAN, K. G. ANTONYAN,
S. P. KAZARYAN, S. A. KANKANYAN, A. G. OGANESSYAN,
A. S. SARKISYAN, A. G. TAMANYAN

The possibility of π/p identification by means of an experimental arrangement for the study of cosmic ray hadrons is investigated. The processes of the generation and absorption of transition radiation quanta as well as the energy losses in the multiwire proportional counters are simulated using Monte-Carlo method. The π -rejection factors for argon and krypton filled chambers at different energies were obtained.

К ТЕОРИИ РЕНТГЕНОВСКОГО К-ПОГЛОЩЕНИЯ

Э. М. КАЗАРЯН, К. И. КАРАХАНИЯН, П. А. БЕЗИРГАНЯН, С. К. АВЕТИСЯН

В атомном приближении теоретически изучен вопрос о влиянии относительной подвижности дырки на тонкую структуру K -спектров рентгеновского поглощения ионных кристаллов. В частности, показано, что кроме основного $s \rightarrow p$ электронного перехода подвижность дырки приводит к дополнительным переходам $s \rightarrow s$ и $s \rightarrow d$, которыми, по-видимому, обусловлено возникновение некоторых пиков в области основного K -края. Расчеты, проведенные как для области непрерывного спектра, так и для области дискретного спектра, сравниваются с экспериментальными данными для K -спектра поглощения Li в кристаллах $LiCl$ и LiF .

Вся область тонкой структуры K -спектра поглощения атома в соединении, как известно, формально разбивается на две части: основной край поглощения, простирающийся на расстояние $20 \div 30$ эв от края и имеющий вид резких и узких пиков, и кроноговская или далекая тонкая структура, расположенная до $200—300$ эв от границы. Возникновение тонкой структуры основного края обычно объясняется как результат перехода K -электрона, вырванного под действием рентгеновских лучей на связанные уровни системы, а возникновение далекой тонкой структуры обусловлено рассеянием вырванного K -электрона в потенциальных полях атомов, близко расположенных к поглощающему атому [1—7]. Кроме того, экспериментально доказано, что тонкая структура основного края очень чувствительна к изменению типа (эффективного заряда) атома в соединении [2].

При интерпретации возникающих максимумов у края поглощения Li в $LiCl$, $LiBr$, LiF и в других соединениях авторы работ [4—7] находят соответствие между положением максимумов этой структуры вблизи края и энергиями, соответствующими переходам K -электронов в np -возбужденные состояния свободного иона Li^+ . Для объяснения структуры в более далекой энергетической области предложен механизм двойной ионизации. При другой интерпретации положение максимумов тонкой структуры сопоставляется с энергиями разрешенных переходов электронов в зону проводимости кристалла, а сами максимумы рассматриваются как результат переходов K -электронов лития в возбужденные состояния вблизи особых точек зоны проводимости кристалла [4—7].

В настоящей работе исследуется тонкая структура основного K -края поглощения атома с учетом относительной подвижности дырки, роль которой рассматривалась в работах [8, 9]. Учет подвижности дырки приводит к дополнительному потенциалу, имеющему несферический характер.

Для K -поглощения потенциал электронно-дырочного взаимодействия имеет вид [8]

$$V_{1n'} = -\frac{e^2}{\epsilon r} - \frac{A_{n'}}{r^2} (\sqrt{2} \sin \vartheta \cos \varphi + \cos \vartheta), \quad (1)$$

где

$$A_{n'} = \frac{32 \sqrt{3} e^2 a_0 \sqrt{n'^2 - 1}}{3 \left(Z_1 + \frac{Z_{n'}}{n'} \right)^5} Z^{\frac{3}{2}} \left(\frac{Z_{n'}}{n'} \right)^{\frac{5}{2}}. \quad (1')$$

Здесь Z_1 и $Z_{n'}$ — экранированные заряды ядра в единицах заряда электрона, соответствующие случаям, когда дырка находится в состоянии K или n' , ϵ — диэлектрическая проницаемость кристалла, a_0 — боровский радиус. Второй член в (1) целиком обусловлен подвижностью дырки.

При вычислении коэффициента K -поглощения (КП) рентгеновских лучей с учетом потенциала (1), т. е. с учетом подвижности дырки, оказывается, что КП у края имеет несколько максимумов. Это означает, что возникновение некоторых максимумов для КП у края можно интерпретировать как результат подвижности дырки.

Для вычисления КП атома будем исходить из результатов [2], где показано, что КП в дипольном приближении имеет вид

$$\tau(\nu) = \frac{8 \pi^3 e^2 \nu}{c} |r_{kn^*}|^2, \quad (2)$$

где ν — частота падающего рентгеновского излучения, e — заряд электрона, c — скорость света, $|r_{kn^*}|$ — матричный элемент радиуса-вектора электрона, вырванного из K -оболочки, n^* — набор квантовых чисел, характеризующих конечное состояние электрона,

$$|r_{kn^*}| = \int \psi_k^* r \psi_{n^*} dV \quad (3)$$

и

$$|x_{kn^*}| = \int \psi_k^* r \psi_{n^*} \sin \vartheta \cos \varphi dV, \quad (3')$$

x_{kn^*} — компонента радиуса-вектора электрона в направлении оси x , совпадающей с направлением поляризации фотона.

Волновая функция электрона на K -оболочке имеет вид

$$\psi_k = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \left(\frac{Z_1}{a_0} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{Z_1}{a_0} r}. \quad (4)$$

Для нахождения волновой функции $\psi_{n^*} = Y(\vartheta, \varphi) R_1(r)$ электрона в конечном состоянии необходимо решить уравнение Шредингера с потенциалом (1). После подстановки и разделения переменных получаем [8]

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dR_1}{dr} \right) + \frac{2m_{\text{эп}}^*}{\hbar^2} \left(E' + \frac{e^2}{\epsilon r} + \frac{ae^2}{r} - \frac{\hbar^2 \lambda'}{2m_{\text{эп}}^* r^2} \right) R_1 = 0, \quad (5)$$

$$\frac{1}{\sin \vartheta} \left(\frac{\partial}{\partial \vartheta} \sin \vartheta \frac{\partial Y_1}{\partial \vartheta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \vartheta} \frac{\partial^2 Y_1}{\partial \varphi^2} + \frac{2m_{\text{эп}}^*}{\hbar^2} A_{n'} (\sqrt{2} \sin \vartheta \cos \varphi + \cos \vartheta) Y_1 + \lambda' Y_1 = 0. \quad (6)$$

Здесь λ' — постоянная величина, подлежащая определению, αe — эффективный заряд атома в конечном состоянии.

Используя теорию возмущений, из (6) можно найти влияние подвижности дырки на состояние электрона с орбитальным квантовым числом l . Расчеты показывают, что подвижность дырки приводит к расщеплению уровня с орбитальным квантовым числом l на два подуровня:

$$\lambda' = l(l+1) \pm \lambda, \quad (7)$$

где λ — величина, целиком обусловленная подвижностью дырки [8],

$$\lambda = \frac{2^{13}}{9} \left(\frac{m_{\text{эк}}^*}{m_0} \right) Z_1^3 \frac{\left(\frac{Z_{n'}}{n'} \right)^5}{\left(Z_1 + \frac{Z_{n'}}{n'} \right)^{10}} (n'^2 - 1), \quad (8)$$

m_0 — масса свободного электрона.

При вычислении интеграла (3') нет необходимости знать явный вид функции Y_l (в силу сферической симметрии волновой функции К-электрона нужно вычислить интеграл по углам от функции Y_l), так как рассматривается полная вероятность всех переходов и необходимо провести суммирование по всем возможным значениям магнитного квантового числа. В результате получаем

$$\int Y_l \sin \vartheta \cos \varphi d\Omega = \sqrt{\frac{8\pi}{3}} \left(1 + \sqrt{\frac{\lambda}{4}} + \sqrt{\frac{5\lambda}{288}} \right). \quad (9)$$

Первый член в (9) обусловлен дипольным переходом из состояния s в состояние p ($l=1$), которое получается при неподвижной дырке. Вторым и третьим членами обусловлены соответственно недипольными переходами $s \rightarrow s(l=0)$ и $s \rightarrow d(l=2)$.

Ясно, что подвижность дырки приводит к дополнительным переходам электрона. Это, по-видимому, можно объяснить как результат взаимодействия электрона с магнитным полем дырочного тока. Подставим значения λ' из (7) в (6) и примем $m_{\text{эк}}^* = m_0$ [9]. Переходя к безразмерным величинам и вводя обозначения

$$\eta = \alpha + \frac{1}{\varepsilon}, \quad E' = \frac{m_0 \gamma^2 e^4}{\hbar^2} E,$$

получим

$$\frac{d^2 R_1}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{dR_1}{dr} - \frac{L(L+1)}{r^2} + 2 \left(E + \frac{1}{r} \right) R_1 = 0, \quad (10)$$

где

$$L(L+1) = l(l+1) \pm \lambda. \quad (11)$$

Из (11) следует, что L играет роль орбитального квантового числа. Эффективное орбитальное квантовое число L , как видно из (11), не принимает целочисленных значений. Для значений λ , взятых из [9], в таблице приведены значения L для всех возможных переходов К-спектра поглощения Li в кристаллах $LiCl$, $LiBr$ и LiF .



Дальнейшее исследование проводится отдельно для непрерывного и дискретного спектров.

Непрерывный спектр

Решая уравнение (10) при нецелочисленных значениях L [10, 11], получаем

$$R_{EL} = \sqrt{\frac{2\pi}{k}} \frac{e^{\frac{\pi\eta}{k}} (L+1) (2kr)^L e^{-Lr}}{\Gamma(2L+2) \prod_{s=1}^{\infty} \sqrt{1 + \frac{\eta^2}{k^2(L+s)^2}}} \times \\ \times F\left(\frac{i\eta}{k} + L+1, 2L+2, 2ikr\right). \quad (12)$$

Состояние электрона в непрерывном спектре характеризуется энергией $E > 0$ и эффективным орбитальным квантовым числом L , а $k = \sqrt{2E}$.

Значение энергии падающего рентгеновского кванта удовлетворяет условию

$$\hbar\nu - E_k = T, \quad (13)$$

где E_k — энергия связи K -электронов в атоме, T — кинетическая энергия вырванного электрона. Фигурирующая в (12) функция $\Gamma\left(L+1 - \frac{i\eta}{k}\right)$ представлена в виде бесконечного произведения.

Подставляя (4) и (12) в (3') и учитывая (9), после интегрирования для данного перехода j получаем [12]

$$x'_{jE} = b_j \sqrt{\frac{2\pi}{k}} \frac{2Z_j^{\frac{3}{2}} e^{\frac{\pi\eta}{2k}}}{(L_j^{\alpha} + 1) \Gamma(2L_j^{\alpha} + 2)} \frac{\Gamma(L_j^{\alpha} + 4) \Gamma(L_j^{\alpha} + 1)}{\prod_{s=1}^{\infty} \sqrt{1 + \frac{\eta^2}{k^2(L_j^{\alpha} + s)^2}}} \times \\ \times \frac{(2k)^{L_j^{\alpha}}}{(Z_1 + ik)^{L_j^{\alpha} + 4}} F\left(\frac{i\eta}{k} + L_j^{\alpha} + 1, L_j^{\alpha} + 4, 2L_j^{\alpha} + 2, \frac{2ik}{Z_1 + ik}\right), \quad (14)$$

где коэффициенты b_j определяются из (9): для перехода $s \rightarrow p$ ($j=1$)

$b_1 = 1$, для $s \rightarrow s$ ($j=2$) $b_2 = \sqrt{\frac{1}{4}}$, а для $s \rightarrow d$ ($j=3$) $b_3 = \sqrt{\frac{5\lambda}{288}}$.

Значения L_j^{α} для разных переходов приведены в таблице (α указывает расщепление уровня).

Используя формулу преобразования для гипергеометрической функции

$$F(\alpha, \beta, \gamma, Z) = (1-Z)^{\gamma-\alpha-\beta} F(\gamma-\alpha, \gamma-\beta, \gamma, Z)$$

и ограничиваясь вблизи края первыми двумя членами гипергеометрического ряда, после возведения в комплексную степень из (14) для $|x'_{jE}|$

Таблица

Кристаллы	α	4λ	П е р е х о д ы									
			$s \rightarrow s$		$s \rightarrow p$				$s \rightarrow d$			
			L_1^0	$h\nu_{L_1^0}$	L_1^1	L_2^1	$h\nu_{L_1^1}$	$h\nu_{L_2^1}$	L_1^2	L_2^2	$h\nu_{L_1^2}$	$h\nu_{L_2^2}$
<i>LiCl</i>	2,75	2,381	0,420	12,749 2,004	1,187	0,786	1,035 0,320	-1,606 -0,448	2,116	1,878	0,205 0,087	-0,243 -0,101
<i>LiBr</i>	3,16	2,381	0,420	11,882 1,867	1,187	0,786	0,964 0,294	-1,496 -0,417	2,116	1,878	0,191 0,081	-0,226 -0,094
<i>LiF</i>	1,92	3,576	0,568	15,858 2,492	1,272	0,665	1,287 0,398	-1,993 -0,557	2,172	1,815	0,255 0,109	-0,302 -0,125

получаем

$$|x_{kE}^i|^2 = \frac{8kZ_1^3}{\pi} B(L_j^\alpha) \frac{e^{\frac{2\pi}{k} [(L_j^\alpha + 1) Z_1 + (L_j^\alpha - 2) \eta]^2 (2k)^{L_j^\alpha}}}{(Z_1^2 + k^2)^{L_j^\alpha + 5} \prod_{s=1}^{\infty} \left[1 + \frac{\eta^2}{k^2 (L_j^\alpha + s)^2} \right]} \times \\ \times e^{-\frac{4\eta}{k} \operatorname{arctg} \frac{Z_1}{k}}, \quad (15)$$

где

$$B(L_j^\alpha) = b_j \left[\frac{\Gamma(L_j^\alpha + 1) \Gamma(L_j^\alpha + 4)}{(L_j^\alpha + 1) \Gamma(2L_j^\alpha + 1)} \right]^2.$$

Усредняя (15) по всем направлениям распространения падающих лучей и учитывая, что атом имеет два K -электрона, после суммирования (15) по всем возможным переходам получаем окончательное выражение КП для данного перехода K -электрона в область непрерывного спектра энергий:

$$\tau(\nu) = \frac{256 \pi^3 e^2}{ck^2} \nu (2k)^{2L_j^\alpha} B(L_j^\alpha) \prod_{s=1}^{\infty} \left[\frac{1 + \frac{\eta^2}{k^2 (1+s)^2}}{1 + \frac{\eta^2}{k^2 (L_j^\alpha + s)^2}} \right] \times \\ \times \frac{Z_1^3 \eta (k^2 + \eta^2)}{(Z_1^2 + k^2)^{L_j^\alpha + 5}} [(L_j^\alpha + 1) Z_1 + (L_j^\alpha - 2) \eta]^2 \times \\ \times \frac{e^{-\frac{4\eta}{k} \operatorname{arctg} \frac{Z_1}{k}}}{1 - e^{-\frac{2\pi\eta}{k}}}. \quad (16)$$

При

$$\eta = Z_1, \quad L_j^\alpha = 1, \quad \lambda = 0 \quad (17)$$

(15) совпадает с соответствующим выражением КП без учета подвижности дырки.

Для дальнейшего исследования (16) вблизи K -края используем полученные результаты для свободного атома. Так как начальный уровень перехода электрона один и тот же (меняются только конечные состояния), то для расчета тонкой структуры основного края достаточно ограничиться вычислением взаимных расстояний между уровнями энергии дискретных конечных состояний электрона в свободном атоме и границей сплошного спектра [2].

Из (10) без учета поляризации атомного остатка имеем

$$E(L) = -\frac{m_0 e^4 \eta^2}{2 \hbar^2 (p_1 + L + 1)^2}, \quad p_1 = 0, 1, 2, \dots \quad (18)$$

Как видно из (18), подвижность дырки приводит к смещению энергетических уровней. При $L = l$ (18) переходит в энергию уровня $E(l)$ в случае неподвижной дырки. Величина сдвига равна

$$h\nu_L = E(l) - E(L). \quad (19)$$

Для разных переходов значения $h\nu_L$ приведены в таблице для К-спектра поглощения Li в $LiCl$, $LiBr$ и LiF . В таблице L_1 и L_2 — решения (11), верхние индексы показывают значения l на конечном уровне перехода. В значениях $h\nu_L$ верхнее число получено из (19) при $p_1 = 0$, а нижнее — при $p_1 = 1$.

Как видно из таблицы, значения $h\nu_L$ для переходов $s \rightarrow p$ при $p_1 = 1$ и для переходов $s \rightarrow d$ очень малы и их можно не учитывать. Обозначим через $h\nu_{L_2^0}$ значения $h\nu_L$ для переходов $s \rightarrow s$ при $p_1 = 1$. Все значения $h\nu_{L_2^1}$ отрицательны, что означает, что уровень $E(L)$ находится выше уровня $E(l)$. Отсюда следует, что для сообщения электрону кинетической энергии T необходим рентгеновский квант не с энергией $h\nu$, как в (13), а с энергией, большей на величину $h\nu_{L_2^1}$. Следовательно, в данном случае (13) принимает вид

$$h\nu + h\nu_{L_2^1} = E_k - T. \quad (20)$$

Для остальных переходов имеем

$$h\nu - h\nu_L = E_k - T, \quad (21)$$

так как все $h\nu_L > 0$.

Как и в [2], примем следующие обозначения с учетом (20) и (21):

$$\eta = Z_1 [9], \quad \nu_\infty = \frac{E_k}{h} = Z^2 R_y = \frac{Z^2}{4\pi},$$

$$n^* = \frac{Z_1}{k}, \quad k^2 = \left(\frac{Z^2}{n^{*2}} \right) R_y.$$

Для перехода $s \rightarrow L_1^1$

$$\nu + \nu_{L_1^1} = (Z_1^2 + k^2) R_y = \nu_\infty \left(1 + \frac{1}{n_{L_1^1}^{*2}} \right), \quad n_{L_1^1}^* = \sqrt{\frac{\nu_\infty}{\nu + \nu_{L_1^1} - \nu_\infty}}, \quad (22)$$

для остальных переходов

$$\nu - \nu_L = (Z_1^2 + k^2) R_y = \nu_\infty \left(1 + \frac{1}{n_L^{*2}} \right), \quad n_L^* = \sqrt{\frac{\nu_\infty}{\nu - \nu_L - \nu_\infty}}, \quad (23)$$

где ν_∞ — граничная частота, $1 R_y = 13,6$ эв.

Используя (22) и (23), учитывая все переходы и введя обозначения

$$L_1^0 = L_1, \quad L_2^0 = L_2, \quad L_1^1 = L_3, \quad L_2^1 = L_4, \quad -\nu_{L_1^1} = \nu_{L_1}, \quad (24)$$

представим (16) в виде (в атомных единицах)

$$\tau(\nu) = \sum_{l=1}^4 A(L_l) \prod_{s=1}^{\infty} \frac{[(\nu - \nu_{L_l} - \nu_\infty)(1+s)^2 + \nu_\infty](L_l + s)^2}{[(\nu - \nu_{L_l} - \nu_\infty)(L_l + s)^2 + \nu_\infty](1+s)^2} \times$$

$$\times \left(\frac{\nu - \nu_{L_1} - \nu_{\infty}}{\nu_{\infty}} \right)^{L_1-1} \frac{\nu_{\infty}^{L_1+2}}{(\nu - \nu_{L_1})^{L_1+3}} \frac{e^{-in_{L_1}^* \arccotg n_{L_1}^*}}{1 - e^{-2\pi n_{L_1}^*}}, \quad (25)$$

где

$$A(L) = \frac{2^4 \pi e^2}{mc} \left[\frac{2^L \Gamma(L+1) \Gamma(L+4) (2L-1)!}{(L+1) \Gamma(2L+2)} \right]^2.$$

При условии (17) формула (25) переходит в выражение КП в случае неподвижной дырки [2]:

$$\tau_0(\nu) = 2^8 \frac{\pi e^3 \nu_{\infty}^3}{mc \nu^4} \frac{e^{-4\pi n^* \arccotg n^*}}{1 - e^{-2\pi n^*}}. \quad (25')$$

Вблизи края поглощения (25) и (25') преобразуются к виду [2]

$$\tau(\nu) = \sum_{l=1}^4 A(L_l) \prod_{s=1}^{\infty} \frac{[(\nu - \nu_{L_l} - \nu_{\infty})(1+s)^2 + \nu_{\infty}](L_l + s)^2}{[(\nu - \nu_{L_l} - \nu_{\infty})(L_l + s)^2 + \nu_{\infty}](1+s)^2} \times \\ \times \left(\frac{\nu - \nu_{L_l} - \nu_{\infty}}{\nu_{\infty}} \right)^{L_l-1} \frac{\nu_{\infty}^{L_l+2/3}}{(\nu - \nu_{L_l})^{L_l+5/3}}, \quad (26)$$

$$\tau_0(\nu) = 2^8 \frac{\pi}{me^3 c} \frac{\nu_{\infty}^{5/3}}{\nu^{8/3}}. \quad (26')$$

Для качественного исследования представим функцию (26) в символическом виде, используя (24),

$$\tau(\nu) = B_1(L_1^0) \frac{(\nu - \nu_{L_1^0} - \nu_{\infty})^{L_1^0-1}}{(\nu - \nu_{L_1^0})^{L_1^0+5/3}} + B_2(L_2^0) \frac{(\nu - \nu_{L_2^0} - \nu_{\infty})^{L_2^0-1}}{(\nu - \nu_{L_2^0})^{L_2^0+5/3}} + \\ + B_1(L_1^1) \frac{(\nu - \nu_{L_1^1} - \nu_{\infty})^{L_1^1-1}}{(\nu - \nu_{L_1^1})^{L_1^1+5/3}} + B_2(L_2^1) \frac{(\nu - \nu_{L_2^1} - \nu_{\infty})^{L_2^1-1}}{(\nu - \nu_{L_2^1})^{L_2^1+5/3}}. \quad (27)$$

В (26') при $\nu < \nu_{\infty}$ функция $\tau_0(\nu)$ равна нулю, при $\nu = \nu_{\infty}$ имеет скачок, а при $\nu > \nu_{\infty}$ она падает приблизительно по закону обратных кубов.

Из четвертого члена (27) видно, что $\tau(\nu)$ обращается в нуль при $\nu < \nu_{\infty} - \nu_{L_2^1}$, а при $\nu = \nu_{\infty} - \nu_{L_2^1}$ функция стремится к бесконечности. Энергетическое расстояние от края ($h\nu_{L_2^1} = h\nu - h\nu_{\infty}$) для К-спектра поглощения Li в LiCl, LiBr и LiF принимает соответственно значения 1,606, 1,496 и 1,993 (см. табл.). Эти значения близки к энергии связи рентгеновского экситона в соответствующих кристаллах [6, 7]. Расхождение можно объяснить приближенностью формулы (18), в которой пренебрегалось поляризацией атомного остатка, что приводит к увеличению $E(e)$ и, следовательно, уменьшению разности (19).

При увеличении частоты ν функция $\tau(\nu)$ падает (так как остальные члены (27) равны нулю), а на крае принимает определенное значение.

При частоте $h\nu > h\nu_{\infty} + h\nu_{L_1^1}$ ($L_1^1 > 1$) функция возрастает, а при $h\nu = h\nu_{\infty} + h\nu_{L_2^0}$ принимает бесконечное значение (второй член в (27)), так как $L_1^0 < 1$. При возрастании частоты функция снова убывает, а при значении $h\nu = h\nu_{\infty} + h\nu_{L_1^0}$ становится бесконечно большой. Зависимость функции $B_s(L)$ от частоты исследовалась с помощью ЭВМ. Оказалось, что она очень слабо зависит от частоты. Учет перехода $s \rightarrow d$ приводит к колебаниям функции $\tau(\nu)$ непосредственно у края поглощения. Обращение коэффициента поглощения в бесконечность связано с приближенностью вычисления КП, при котором не учитываются релаксационные процессы, которые возникают в кристаллах при поглощении рентгеновского кванта [13], а также температурные эффекты.

Таким образом, приходим к выводу, что учет подвижности дырки приводит к образованию нескольких пиков.

Дискретный спектр

В этом случае уравнение (10) имеет решение

$$R_{nL} = \frac{2\left(\frac{\eta}{a_0}\right)^{3/2}}{n^2 \Gamma(2L+2)} \sqrt{\frac{\Gamma(L+n+1)}{(n-L-1)!}} \left(\frac{2\eta r}{na_0}\right)^L \times \\ \times e^{-\frac{\eta r}{na_0}} F\left(-n+L+1, 2L+2, \frac{2\eta r}{na_0}\right). \quad (28)$$

Аналогичным образом для КП получаем

$$\tau(\nu) = 2^8 (ea_0)^2 \pi^2 R_y \sum \left\{ \left[\frac{2^{L_1} \Gamma(L_1+4)}{\Gamma(2L_1+2)} \right]^2 \times \right. \\ \times \frac{\Gamma(L_1+n+1)}{(n-L_1-1)!} \frac{\eta^{3+2L_1}}{n^{2L_1+4} Z_1^{2L_1+3}} \left[1 + \frac{\eta}{nZ_1} (L_1-1) - \frac{\eta(2-L_1)}{Z(L_1+1)} \right]^2 \times \\ \times \frac{\left(1 - \frac{\eta}{nZ_1}\right)^{2n-6}}{\left(1 + \frac{\eta}{nZ_1}\right)^{2n+2(L_1+2)}} \Big\}. \quad (29)$$

При условии (17) формула (29) переходит в выражение для КП при неподвижной дырке. Сравнение показывает, что учет подвижности дырки не приводит к существенному изменению КП для дискретного спектра.

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. Е. Вайнштейн. Рентгеновские спектры атомов в молекулах химических соединений и в сплавах, Изд. АН СССР, 1950, стр. 104.
2. Р. Л. Баринский, В. И. Нефедов. Рентгеноспектральное определение заряда атомов в молекулах, Изд. Наука, 1966.
3. Т. М. Зимкина, В. А. Фомичев. Ультрамягкая рентгеновская спектроскопия, Л., 1971.
4. A. Milgram, M. P. Givens. Phys. Rev., 125, 1506 (1962).
5. A. B. Kunz, T. Miakawa, S. Oyama. Phys. Stat. Sol., 34, 581 (1969).
6. А. М. Саар, А. А. Майсте, М. А. Эланго. ФТТ, 15, 2505 (1973).
7. А. А. Майсте, А. М. Саар, М. А. Эланго. ФТТ, 16, 1720 (1974).
8. К. И. Караханян, Э. М. Казарян, П. А. Безирганиян. ФТТ, 18, 511 (1976).
9. К. И. Караханян, Э. М. Казарян, П. А. Безирганиян. ФТТ, 19, 539 (1977).
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Квантовая механика, Изд. Наука, 1974.
11. В. А. Фок. Начала квантовой механики, Изд. Наука, 1976.
12. И. С. Градштейн, И. М. Рыжик. Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений, Изд. Наука, 1971.
13. М. А. Эланго. Электронные процессы в щелочногалогенных кристаллах, Тарту, 1970.

ՌԵՆՏԳԵՆՆԱՆ Կ-ԿԼԱՆՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Է. Մ. ԴԱՋԱՐՅԱՆ, Կ. Ի. ԿԱՐԱԽԱՆՅԱՆ,
Պ. Ա. ԲԵԶԻՐԳԱՆՅԱՆ, Ս. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ

Ատոմային մոտավորությամբ տեսականորեն ուսումնասիրված է իոնային բյուրեղներում ռենտգենյան կլանման K -սպեկտրի նուրբ կառուցվածքի վրա խոռոչի հարաբերական շարժունակության ազդեցության հարցը: Մասնավորապես ցույց է տրված, որ խոռոչի շարժունակությունը բերում է բացի հիմնական $s \rightarrow p$ էլեկտրոնային անցումից լրացուցիչ $s \rightarrow s$ և $s \rightarrow d$ անցումների, որոնցով հավանաբար պայմանավորված է կլանման կորի որոշ վերելքների (պիկերի) առաջացումը K -եզրի հիմնական տիրույթում:

TO THE THEORY OF X-RAY K-ABSORPTION

E. M. KAZARYAN, K. I. KARAKHANYAN, P. A. BEZIRGANYAN,
S. K. AVETISYAN

The influence of relative mobility of holes upon the fine structure of K spectra of X-ray absorption of ionic crystals is investigated theoretically in atomic approximation. In particular, it is shown that besides the ground $s \rightarrow p$ electron transition, the hole mobility leads to additional $s \rightarrow s$ and $s \rightarrow d$ transitions due to which some extra peaks in the range of basic K -edge arise.

ВЛИЯНИЕ ЗАХВАТА НА ЛОВУШКИ ИНЖЕКТИРОВАННЫХ В ПРОЛЕТНОЕ ПРОСТРАНСТВО НОСИТЕЛЕЙ ЗАРЯДА НА ХАРАКТЕРИСТИКИ ИНЖЕКЦИОННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДОВ

В. М. АРУТЮНЯН, В. В. БУНИАТЯН

Исследованы импедансные характеристики полупроводниковых инжекционно-пролетных диодов при слабых полях, т. е. при условии постоянства подвижности носителей и при наличии уровней прилипания в запрещенной зоне полупроводника.

1. В в е д е н и е

В последние годы уделяется большое внимание изучению и практическим разработкам нового типа пролетных диодов со смыканием переходов — BARITT или инжекционно-пролетных диодов (ИПД), отличающихся от известного представителя этого класса — лавинно-пролетных диодов (ЛПД) — механизмом инжекции носителей заряда в пролетное пространство. Более низкий, чем у ЛПД, уровень шума, широкий рабочий диапазон частот, стабильность характеристик и простота конструкции позволяют использовать ИПД в качестве малошумящих СВЧ-усилителей и других приборов СВЧ-диапазона. Принцип действия, достигнутый уровень разработок и методы изготовления ИПД обсуждались в обзорах [1—3] и монографиях [4, 5].

Целью настоящей работы является теоретическое исследование влияния примесных уровней на малосигнальные характеристики ИПД.

2. Т е о р и я

ИПД представляют собой двухполюсные приборы, состоящие из однороднолегированной области n - или p -типа с контактами в виде p - n -переходов (p^+-n-p^+), барьеров Шоттки (M - n - M) или их комбинации (M - n - p^+). При изучении малосигнальных характеристик рассмотренной ниже p^+-n-p^+ -структуры p^+ -слои считаются сильнолегированными, а в центральной n -области предполагается наличие примесей, создающих уровни прилипания для дырок с концентрацией N_+ , расположенных в нижней половине запрещенной зоны вблизи потолка валентной зоны. В такой структуре часть инжектированных носителей захватывается ловушками, что приводит к увеличению связанного объемного заряда и существенно изменению импеданса и вольт-амперной характеристики ИПД.

В настоящем рассмотрении предполагается, что приложенное к структуре напряжение больше напряжения смыкания. В равновесном состоянии все мелкие донорные примеси, лежащие вблизи дна зоны проводимости, ионизированы и обмен дырками осуществляется только между валентной зоной и уровнями прилипания. Тогда из кинетического уравнения для уровней прилипания с концентрацией N_+ , захвативших дырки, имеем

$$N_+ = \frac{pN_t}{p + p_t + \frac{j\omega \tilde{N}_+}{\alpha N_t}}, \quad (1)$$

где α — коэффициент захвата дырок на уровень прилипания, p — концентрация дырок, p_t — стат-фактор Шокли—Рида (концентрация дырок в валентной зоне в случае, когда уровень Ферми совпадает с уровнем прилипания).

Так как при малосигнальном анализе $\tilde{p}_1(t) \ll p_0$ и p_t , то при больших значениях коэффициента захвата α имеем

$$N_{+0} \simeq \frac{p_0 N_t}{p_0 + p_t}, \quad \tilde{N}_+ \simeq \frac{\tilde{p}_1(t) N_t}{p_0 + p_t}. \quad (2)$$

Из уравнения тока и уравнения Пуассона при постоянной подвижности дырок μ_p для переменных составляющих имеем

$$J_1(t) = qp_0 v_1 + qp_1 v_0 + j\omega E_1, \quad (3)$$

$$\varepsilon \frac{\partial E_1}{\partial x} = qp_1 + q\tilde{N}_+.$$

Физический смысл и поведение различных компонент тока в (3) рассмотрены Даскалу [6]. Если генерируемая из-за распространения волн объемного заряда мощность превышает рассеиваемую, то структура способна функционировать в качестве источника высокочастотной мощности и проявлять на высоких частотах динамическое отрицательное сопротивление (ДОС).

Интегрируя уравнения (3), можно получить малосигнальные характеристики прибора. Ниже будем пользоваться методикой расчета работы [7], а для величины v_0 воспользуемся результатами работы [8].

Рассмотрим приближения малого уровня инжекции, когда

$$p_0 + p_1 \ll p_t, \quad N_{+0} \simeq \frac{p_0 N_t}{p_t}, \quad \tilde{N}_+ \simeq \frac{p_1 N_t}{p_t}, \quad (4)$$

и большого уровня инжекции, когда

$$p_0 + p_1 \gg p_t, \quad N_{+0} \simeq \frac{p_0 N_t}{p}, \quad \tilde{N}_+ \simeq \frac{p_1 N_t}{p}. \quad (5)$$

Условно назовем случай (4) первым, а (5) — вторым. Из (3)—(5) для переменных составляющих получаем

$$-\frac{J_{11} v_1 \beta_1}{\varepsilon} = \frac{d^2 U_{11}}{dT^2} + (j\omega \beta_1 - \omega_1) \frac{dU_{11}}{dT}, \quad (6)$$

где U_{11} — переменное напряжение,

$$\beta_1 = 1 + \frac{N_t}{p_t}, \quad \beta_2 = 1 + \frac{\omega_t}{\omega_2} (e^{\omega_2 t} - 1) + \frac{\omega_t}{\Omega} e^{\omega_2 t},$$

$$\Omega = \frac{\sigma}{\varepsilon}, \quad \omega_1 = \frac{q\mu_p N_g}{\varepsilon}, \quad \omega_2 = \frac{q\mu_p}{\varepsilon} (N_g + N_t),$$

$$T = \int_0^x \frac{dx}{v_0} - \text{время пролета.}$$

Используя граничные условия $T=0$, $x=0$, $U_{11}=0$ и выражения для dU_{11}/dT при $x=0$ и $T=0$, легко получить следующие значения U_{11} и U_{12} :

$$\begin{aligned} -U_{11} = & \frac{J_{11}\beta_1\Omega v_s}{\varepsilon\omega_1^2 j\omega} \left\{ e^{\theta_1} - 1 + \frac{j\theta\beta_1}{\theta_1 - j\theta\beta_1} - \frac{\theta_1^2 (e^{\theta_1 - j\theta\beta_1} - 1)}{(\theta_1 - j\theta\beta_1)^2} \right\} + \\ & + \frac{J_{11}v_s}{\varepsilon\omega_1 j\omega} \left\{ e^{\theta_1} + \frac{j\theta\beta_1}{\theta_1 - j\theta\beta_1} \left[\frac{\beta_1(1 + j\theta_s) - \theta_1/\theta_u}{\beta_1(1 + j\theta_s)} \right] - \frac{\theta_1 e^{\theta_1 - j\theta\beta_1}}{(\theta_1 - j\theta\beta_1)(1 + j\theta_s)} \right\}, \\ -U_{12} = & \frac{J_{12}v_s\Omega}{\varepsilon\omega_2^2 j\omega} \left\{ \frac{j\theta\theta_t(\Omega + \omega_2)^2 e^{2\theta_2}}{2\Omega^2\theta_2(\theta_2 + \theta_t + j\theta\beta_2)} + \frac{j\theta(\theta_2 - \theta_t)}{(\theta_2 - \theta_t - j\theta\beta_2)^2} - \right. \\ & - e^{\theta_1 - j\theta\beta_2} \left[\frac{j\theta(\Omega + \omega_2)(\theta_2 - 2\theta_t)}{\Omega\theta_2(\theta_t - j\theta\beta_2)} + \frac{j\theta\theta_t(\Omega + \omega_2)^2}{2\Omega^2\theta_2(\theta_2 + \theta_t + j\theta\beta_2)} - \frac{j\theta\theta_1}{(\theta_1 - j\theta\beta_2)^2} \right] + \\ & + \frac{j\theta\theta_1}{\theta_1 + j\theta\beta_2} + \frac{j\theta(\theta_1 - \theta_t)e^{\theta_1}}{\theta_2(\theta_t + j\theta\beta_2)} \left. \right\} + \frac{J_{12}v_s}{\varepsilon\omega_2 j\omega} \left\{ \frac{j\theta(\theta_1 - \theta_t)e^{\theta_1}}{\theta_2(\theta_t + j\theta\beta_2)} + \right. \\ & + \frac{j\theta(e^{\theta_1 - j\theta\beta_2} - 1)}{\theta_2(\theta_1 - j\theta\beta_2)} \left[\frac{\theta_2^2 - H\theta_2\theta_u(1 + j\theta_s)}{\theta_u(1 + j\theta_s)} \right] \left. \right\}, \end{aligned} \quad (7)$$

где

$$\theta = \omega T, \quad \theta_1 = \omega_1 T, \quad \theta_2 = \theta_1 + \theta_t, \quad \theta_s = \frac{\varepsilon\omega}{\sigma},$$

$$H\omega_2 = \Omega + \omega_1 + \frac{\omega_t\omega_2}{2\Omega} - \frac{3\Omega\omega_t}{2\omega_2}, \quad \theta_u^* = \Omega T,$$

θ_s — величина, обратная т. н. параметру инжекции, введенному в [1]; в общем случае она является комплексной величиной: $\theta_s = |\theta_{s0}| e^{j\varphi}$, где фаза φ характеризует запаздывание тока инжекции от поля.

3. Обсуждение результатов

Полное сопротивление диода с площадью S на частоте ω

$$Z_l(\omega) = \frac{U_{11}}{S J_{11}}$$

представим в виде активной и реактивной составляющих:

$$Z_l(\omega) = R_l(\omega) - jX_l(\omega),$$

где

$$R_l(\omega) = R_{SCL} + R_{Bl}, \quad X_l(\omega) = X_{SCL} + X_{Bl}$$

обусловлены вкладом тока, ограниченного объемным зарядом (SCL), и тока, ограниченного барьером (B).

Анализируя выражения (7), легко найти зависимость импеданса от различных параметров (рис. 1—4). Анализ показывает, что отрицатель-

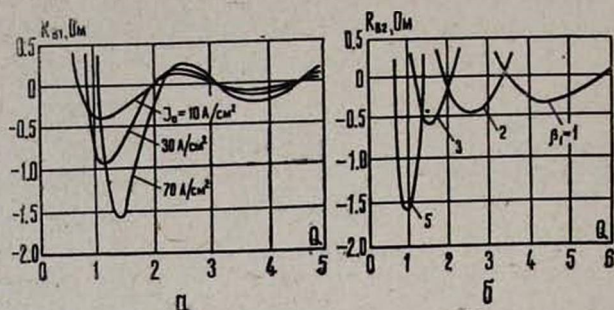


Рис. 1. Зависимость активного отрицательного сопротивления от угла пролета θ в режиме низкого уровня инжекции: а) для различных значений тока смещения J_0 , $\beta_1 = 3$, $\theta_1 = 2$; б) при различных значениях параметра β_1 , $J_0 = 10 \text{ A/cm}^2$ (площадь прибора — $1,25 \cdot 10^{-4} \text{ см}^2$, концентрация примесей — $1,25 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, подвижность дырок — $450 \text{ см}^2/\text{В сек}$).

ное значение $R_l(\omega)$ возможно при углах пролета, для которых выполняется неравенство

$$B_0 \frac{h}{m} < \theta_{s0}^2 \cos 2\varphi, \quad (9)$$

где

$$B_0 = 1 + \theta_{s0}^2 \cos 2\varphi,$$

$$\begin{aligned} h &= \beta_1 - \frac{\theta_{s0}}{\theta} (\theta_1 \cos \varphi + \theta \beta_1 \sin \varphi) - \frac{\theta_1^2 + \theta^2 \beta_1^2}{\theta \theta_1} \times \\ &\times (\theta_{s0} + e^{\theta_1}) \sin 2\varphi + \frac{e^{\theta_1}}{\theta} (l \sin 6\beta_1 + k \cos \theta \beta_1), \\ m &= \frac{\theta_{s0}}{\theta} (\theta \beta_1 \cos \varphi + \theta_1 \sin \varphi) + \frac{B_0}{\theta \theta_1} [e^{\theta_1} (\theta_1^2 + \theta^2 \beta_1^2) - \theta^2 \beta_1^2] - \\ &- \frac{\theta_{s0}^2 \theta_1}{\theta} \cos 2\varphi + \frac{e^{\theta_1}}{\theta} (k \sin 6\beta_1 - l \cos \theta \beta_1), \\ l &= \theta_1 + \theta \beta_1 \theta_{s0} \cos \varphi - \theta_1 \theta_{s0} \sin \varphi, \\ k &= \theta_1 \theta_{s0} \cos \varphi - \theta \beta_1 + \theta \beta_1 \theta_{s0} \sin \varphi. \end{aligned}$$

Численные оценки показывают, что в отсутствие запаздывания инжекции в области углов пролета θ , при которых имеется ДОС, составляющая активного сопротивления R_{SCL1} по абсолютной величине всегда меньше R_{B1} .

Таким образом, (9) является, по существу, условием возникновения ДОС в ИПД с ловушками. Анализ (9) показывает, что с ростом концентрации ловушек ДОС по абсолютной величине увеличивается, но частотный диапазон, где имеет место ДОС, сужается и смещается в область более низких частот. Этот эффект проиллюстрирован на рис. 1 численными примерами для типичных ИПД. На рис. 2 приведена зависимость R_i от концентрации примесей N_g , а на рис. 3 — зависимость R_i от угла про-

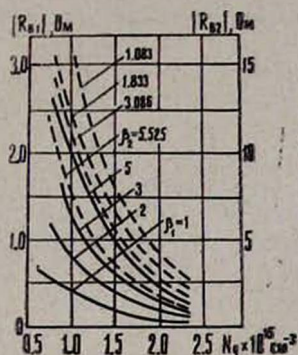


Рис. 2. Зависимость R_{B1} от концентрации N_g (см^{-3}) при различных значениях параметра β_1 ; значения остальных параметров — как на рис. 1 (сплошные линии — R_{B1} , пунктирные линии — R_{B2}).

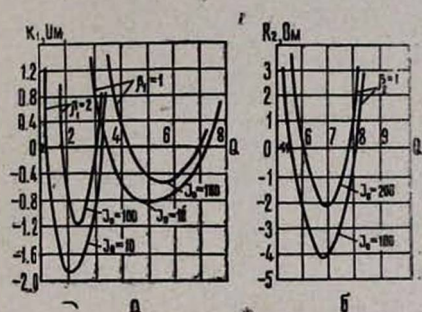
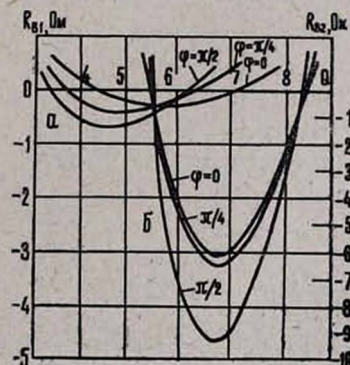


Рис. 3. Зависимость суммарного активного сопротивления $R_1 = R_{B1} + R_{SCL1}$ (а) и $R_2 = R_{B2} + R_{SCL2}$ (б) от угла пролета θ для различных значений J_0 (А/см^2).

та θ для различных значений тока J_0 и β_i . Зависимость R_{B1} от угла пролета θ для различных значений фазы φ приведена на рис. 4.

Рис. 4. Зависимость активного отрицательного сопротивления R_{B1} (а) и R_{B2} (б) от угла пролета θ для различных значений фазы φ ; $J_0 = 70 \text{ А/см}^2$, значения остальных параметров — как на рис. 1.



В заключение отметим, что полученные результаты при $N_t = 0$ в точности переходят в результаты работ [7—10], получившие экспериментальное подтверждение. Особый интерес представит обнаружение увеличения

абсолютного значения ДОС из-за увеличения объемного заряда уровнями прилипания, так как это может открыть возможность устранения одного из существенных недостатков ИПД — малой величины ДОС.

Институт радиопизики
и электроники АН АрмССР
Ереванский политехнический
институт

Поступила 20.1.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Тагер. Изв. вузов СССР, Радиоэлектроника, 17, 3 (1974).
2. А. А. Жеребцова. Зарубежная электронная техника, № 4, 3 (1974).
3. Г. В. Петров. Зарубежная радиоэлектроника, № 2, 114 (1975).
4. D. Dascalescu. Injectia unipolară in dispozitive electronice semi-conductoare. Ed. Acad. RSR, Bucuresti, 1972.
5. D. Dascalescu. Transit-time effects in unipolar solid-state device, Ed. Acad. RSR, Bucuresti, 1974.
6. D. Dascalescu. Int. J. Electronics, 25, 301 (1968).
7. G. T. Wright. Sol. St. Electron, 16, 903 (1973).
8. G. T. Wright, N. B. Sultan. Sol. St. Electron, 16, 535 (1973).
9. P. N. Robson. The Radio and Electronic Engineer, 44, 553 (1974).
10. А. С. Тагер, В. Б. Сулимов, Н. Я. Малькова-Хаймова. Радиотехника и электроника, 20, 387 (1975).

ԽԱՌՆՈՒՐԴԱՅԻՆ ՄԱԿԱՐԴԱԿՆԵՐՈՒՄ ԻՆՅԵԿՏԻՎԱՄ ԼԻՑԲԱԿԻՐՆԵՐԻ
ԳՐԱՎՄԱՆ ԱՋԻԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ԻՆՅԵԿՏԻՎՈՒ-ԹՈՒԶԲԱՅԻՆ
ԳԻՈՂՆԵՐԻ ԲՆՈՒԹԱԳՐՆԵՐԻ ՎՐԱ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Վ. Վ. ԲՈՒՆԻԱՏՅԱՆ

Հետազոտվում է կիսահաղորդչային ինժեկցիոն-թռչալիս դիոդների իմպեդանսային բնութագրերը լիցբակիրների հաստատուն շարժունակության (թույլ դաշտերի աղբյուրային) և կիսահաղորդչի արգելման զոնայում գրավման մակարդակների առկայության պայմաններում:

THE INFLUENCE OF TRAPPING OF INJECTED CURRENT CARRIERS IN THE DRIFT SPACE ON THE CHARACTERISTICS OF INJECTION TRANSIT-TIME DIODES

V. M. HARUTUNYAN, V. V. BUNIATYAN

Two-terminal impedance characteristics of the semiconductor punch-through structure were examined for the operation under low field conditions, i. e. the constant mobility and the presense of trap levels in the forbidden band of a semiconductor.

К ТЕОРИИ АКУСТОЭЛЕКТРОННЫХ ЯВЛЕНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ В ПЕРЕМЕННОМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПОЛЕ

А. С. БУГАЕВ, Ю. В. ГУЛЯЕВ, В. В. ДЕНИСЕНКО, Ж. Е. СМБАТЯН

Рассмотрено влияние переменного электрического поля на электронное поглощение и усиление звука в полупроводниках. Найден явный вид коэффициента поглощения (усиления) звука для различных частных случаев и показано, что включение переменного электрического поля может приводить к существенному изменению поглощения (усиления) звука и к сдвигу порога усиления как в сторону больших, так и меньших значений постоянного тянущего электрического поля.

1. Влияние внешнего электрического поля $E(t)$ на электронное поглощение (ЭП) и усиление (ЭУ) звука (акустических волн) в полупроводниках рассматривалось в ряде работ (см., например, [1—4]). В этих работах, однако, частота переменного поля Ω считалась достаточно большой — порядка или больше частоты звука ω — и изучалось, в основном, нелинейное параметрическое взаимодействие переменного поля и акустической волны. Наоборот, в случае очень низких частот переменного поля, гораздо ниже «пролетной частоты» v_s/L (обратного времени пробега звука по образцу, v_s — скорость звука, L — длина образца), очевидно, все происходит так же, как и в случае постоянного электрического поля, но акустоэлектронные эффекты осциллируют с частотой поля Ω . В промежуточной области частот переменного поля,

$$2\pi \frac{v_s}{L} \leq \Omega \ll \omega, \quad (1)$$

с одной стороны, параметрическое взаимодействие может быть несущественным, а с другой стороны, за время своего распространения по образцу звук будет испытывать влияние электрического поля с изменяющейся напряженностью и, вообще говоря, полярностью.

Настоящая статья посвящена вычислению коэффициента электронного поглощения (усиления) акустических волн для ряда случаев: когда имеется геометрический резонанс между полем и звуком; когда внешнее поле — синусоидальное, а пьезополупроводник содержит ловушки (к пьезополупроводнику прикладывается помимо синусоидального и постоянное поле); когда пьезополупроводник содержит горячие электроны, нагретые внешним тянущим электрическим полем.

2. Для частот, заданных условием (1), благодаря второму неравенству для локального (в пространстве и во времени) коэффициента ЭП или ЭУ звука α можно воспользоваться выражением, найденным для случая постоянного электрического поля $\alpha(t) \equiv \alpha(E(t))$ (см., например, [5—9]). В настоящей работе мы ограничимся рассмотрением линейного усиления звука, хотя в принципе для α можно использовать и выражения, получен-

ные в нелинейной теории. Уравнение, описывающее изменение интенсивности W акустических волн в пространстве и во времени, имеет вид

$$\frac{\partial W}{\partial t} + v_s \frac{\partial W}{\partial x} = \alpha(t) W v_s. \quad (2)$$

Сначала мы будем рассматривать задачу о поглощении или усилении внешней акустической волны, вводимой в образец с торца $x = 0$ и проходящей по образцу один раз (т. е. без учета отражений от торцов). Тогда граничное условие имеет вид

$$W(x, t)|_{x=0} = W_0. \quad (3)$$

Нас будет интересовать решение задачи за времена, значительно превышающие время пробега звука от одного края образца до другого. В связи с этим время включения импульсного поля (фронт) не будет играть существенной роли в усилении (поглощении) звука, ибо за такие большие времена поле «успевает» принять свое максимальное значение, и поэтому его мы будем принимать в виде прямоугольного импульса.

Решение уравнения (2) с граничным условием (3) определяет интенсивность звука на выходе образца (при $x = L$) как функцию времени:

$$W(L, t) = W_0 \exp \left[-v_s \int_{t-L/v_s}^t \alpha(\tau) d\tau \right]. \quad (4)$$

Пусть время пробега акустических волн по образцу есть $L/v_s = nT + \Delta$, где $n = 0, 1, 2, \dots$, $T = 2\pi/\Omega$ — период поля, $0 < \Delta < T$. Тогда, вычисляя интеграл в экспоненте (4) при $t \geq L/v_s$, получаем

$$W(L, t) = W_0 e^{-\bar{\alpha}L} e^{[\bar{\alpha} - \bar{\alpha}_\Delta(t)]v_s \Delta}. \quad (5)$$

Здесь

$$\bar{\alpha} = \frac{1}{T} \int_0^T \alpha(\tau) d\tau \quad (6)$$

есть средний по периоду тянущего поля коэффициент поглощения акустических волн,

$$\alpha_\Delta(t) = \frac{1}{\Delta} \int_0^\Delta \alpha \left(z + t - \frac{L}{v_s} \right) dz. \quad (7)$$

Как легко видеть из (5), если время пробега звука по образцу равно целому числу периодов тянущего поля,

$$L/v_s = nT, \quad n = 1, 2, 3, \dots, \quad (8)$$

то интенсивность акустических волн на выходе кристалла постоянна и равна

$$W(L) = W_0 e^{-\bar{\alpha}L}. \quad (9)$$

Таким образом, несмотря на зависимость внешнего тянущего электрического поля от времени коэффициент поглощения звука при прохождении его через весь образец (коэффициент усиления акустоэлектронного усилителя как целого) постоянен и равен α .

При $\Delta \neq 0$ максимальная амплитуда относительных пульсаций интенсивности акустических волн на выходе составляет

$$\left| \frac{\Delta W}{W} \right| < |1 - \exp[(\alpha_{\max} - \alpha_{\min}) v_s T]|. \quad (10)$$

При достаточно коротком периоде поля T , таком, что

$$(\alpha_{\max} - \alpha_{\min}) v_s T \ll 1, \quad (11)$$

имеем $\Delta W/W \ll 1$, так как интенсивность звука на выходе почти постоянна и также дается формулой (9).

Рассмотрим теперь несколько частных случаев.

1) Случай импульсного включения тянущего электрического поля $E(t)$, когда в течение импульса τ $E(t) = E_0 = \text{const}$, а в промежутке между импульсами $E(t) = 0$; тогда*

$$\bar{\alpha} = \frac{\tau}{T} \alpha(E_0) + \left(1 - \frac{\tau}{T}\right) \alpha(0). \quad (12)$$

Легко видеть, что импульсное включение поля может привести к уменьшению количества джоулева тепла, выделяющегося в усилителе, и тем самым способствовать получению непрерывного режима усиления. Конечно, при этом имеет место соответствующее уменьшение коэффициента усиления, однако если $|\alpha(E_0)|$ достаточно велико, то $|\alpha|$ все еще может быть достаточно большим. Рассмотрим, например, усилитель на $GaAs$ со следующими параметрами: размеры образца — $10 \times 1 \times 1$ мм³, $T = 300$ К, концентрация электронов $n = 10^{13}$ см⁻³, их подвижность $\mu = 8 \cdot 10^3$ см²/В сек, диэлектрическая проницаемость $\epsilon = 18$, скорость звука $v_s = 5 \cdot 10^5$ см/сек, константа электромеханической связи $\eta = 5 \cdot 10^3$. Тогда если для коэффициента усиления $\alpha(E)$ воспользоваться формулой Уайта, то для частоты звука $f = 1$ Гц получаем $\bar{\alpha} = 12,3$ дБ/см, и величина выделяющегося при этом джоулева тепла составляет $Q = 6$ Вт, что, по-видимому, допустимо.

2) Случай синусоидального внешнего тянущего поля с постоянным смещением.

Пусть $E(t) = E_d + E_0 \sin \Omega t$. Тогда, усредняя по периоду тянущего поля выражение работы [5] для коэффициента поглощения звука, получаем

* В более общем случае, когда в течение времени τ поле равно $E_1 = (\text{const})_1$, а в течение времени $T - \tau$ — $E_2 = (\text{const})_2$, имеем

$$\bar{\alpha} = \frac{\tau}{T} \alpha(E_1) + \left(1 - \frac{\tau}{T}\right) \alpha(E_2).$$

$$\bar{\alpha} = \frac{\gamma q}{2\omega\tau_M} \frac{\sqrt{(1-\gamma_d)^2 - \psi + \sqrt{\psi^2 - \gamma^2(1-\gamma_d)^2}}}{\sqrt{\psi^2 - \gamma^2(1-\gamma_d)^2}} \operatorname{sign}(1-\gamma_d). \quad (13)$$

Здесь q — волновое число звука, τ_M — максвелловское время релаксации,

$$\gamma_d = \frac{\mu E_d}{v_s}, \quad \gamma = \frac{\mu E_0}{v_s},$$

$$\psi = \frac{1}{2} [(1-\gamma_d)^2 + \gamma^2 + (1+q^2 r_D^2)(\omega\tau_M)^2],$$

r_D — дебаевский радиус экранирования.

При $E_0 = 0$ (усиление в постоянном электрическом поле E_d) из (13) получается коэффициент поглощения звука [5]. Как видно из (13), переменное поле не может менять знак $\bar{\alpha}$; знак его определяется постоянным тянущим полем. Однако абсолютная величина $\bar{\alpha}$ зависит от E_0 , так как при достаточно большом E_0 , $E_0 \gg v_s/\mu$, $\alpha \rightarrow 0$. Физически это связано с тем, что при достаточно большом E_0 большую часть времени в образце существует сильное электрическое поле, которое препятствует эффективному образованию электронных сгустков и уменьшает поглощение (усиление) звука.

С другой стороны, при малом E_0 , таком, что $\gamma^2/\psi_0 \ll 1$ ($\psi_0 = \psi|_{\gamma=0}$), из (13) получаем

$$\bar{\alpha} = \alpha_d \left[1 - \gamma^2 \frac{3\psi_0 - 2(1-\gamma_d)^2}{4\psi^2} \right], \quad (14)$$

где

$$\alpha_d = \gamma q \omega \tau \frac{1 - \gamma_d}{(1 + q^2 r_D^2)^2 + \omega^2 \tau_M^2 (1 - \gamma_d)^2}$$

есть коэффициент электронного поглощения звука в поле E [5]. Легко показать, что при

$$\left(\frac{1 + q^2 r_D^2}{\omega \tau_M} \right)^2 > \frac{1}{3} (1 - \gamma_d)^2 \quad (15)$$

включение переменного поля уменьшает абсолютную величину коэффициента электронного поглощения (усиления) звука, а при выполнении обратного неравенства увеличивает ее. Таким образом, измеряя изменение поглощения звука при включении слабого переменного электрического поля, можно непосредственно находить величину параметра

$$\frac{1 + q^2 r_D^2}{\omega \tau_M} = \frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega}{\omega_D}$$

($\omega_c = \tau_M^{-1}$, $\omega_D \equiv \frac{v_s}{D}$, D — коэффициент диффузии), фигурирующего во многих акустоэлектронных явлениях.

3) Случай синусоидального внешнего тянущего поля с постоянным смещением в полупроводнике с ловушками [7].

Усредняя формулу (10) работы [7] по периоду тянущего поля, получаем

$$\bar{\alpha} = \frac{\eta q}{2 r B \omega \tau} \left(\frac{\gamma_1}{\gamma} \right)^2 \frac{1 - \gamma_d r - (\gamma/\gamma_1) r (F - \sqrt{F^2 - \gamma_1^2})}{\sqrt{(F^2 - \gamma_1^2) (1 - F + \sqrt{F^2 - \gamma_1^2})}}, \quad (16)$$

где

$$\gamma_1 = \frac{\gamma B \omega \tau_M}{\omega \tau_M - A - \gamma_d B \omega \tau_M},$$

а остальные обозначения взяты из работы [7].

Легко видеть, что, как и в предыдущем случае, включение переменного тянущего электрического поля меняет величину электронного поглощения (усиления) звука; например, при большой амплитуде поля имеет место уменьшение коэффициента поглощения. Однако вследствие асимметрии кривой $\alpha(E)$ [7] здесь имеет место новый эффект — сдвиг порога усиления звука под действием переменного электрического поля. Действительно, критерий усиления звука из (16) есть

$$\gamma_d > \frac{B \omega \tau_M - r (\omega \tau_M - A) (F - \sqrt{F^2 - \gamma_1^2})}{r B \omega \tau_M (1 - F + \sqrt{F^2 - \gamma_1^2})}. \quad (17)$$

Отсюда следует, что включение переменного тянущего электрического поля сдвигает порог усиления звука в сторону больших полей E_d . Физически это вполне понятно, так как наличие ловушек (прилипание электронов) нарушает симметрию кривой Уайта $\alpha(E)$ [5] таким образом, что площадь под этой кривой в области поглощения оказывается больше, чем в области усиления.

4) Случай синусоидального тянущего поля с постоянным смещением в полупроводнике с горячими электронами.

Мы ограничимся рассмотрением случая достаточно низких частот ультразвука, когда влиянием волны электронной температуры, вызываемой звуковой волной [9], можно пренебречь, а температура электронного газа в каждый момент времени определяется значением внешнего тянущего электрического поля в тот же момент времени.

Для простоты мы будем рассматривать случай $q^2 r_D^2 \ll 1$, $\omega \tau_M \ll 1$, обычно характерный для полупроводников типа $n\text{-InSb}$, где существует нагрев электронов. В этом случае для коэффициента электронного поглощения звука можно воспользоваться выражением [10]

$$\alpha = \eta q \frac{\omega \varepsilon}{4 \pi e n v_s} \left(E - \frac{v_s}{\mu(E)} \right),$$

где $\mu(E)$ — подвижность электронов, зависящая от поля через электронную температуру, а e — заряд электрона.

Полагая, как и ранее, $E = E_d + E_0 \sin \Omega t$ и усредняя выражение для α по периоду внешнего тянущего поля, получаем

$$\bar{\alpha} = \eta q \omega \tau_M \left(1 - \frac{\bar{\mu} E_d}{v_d} \right), \quad (18)$$

где

$$\bar{\mu} = \bar{\mu}(E_d, E_0) = [\overline{[\mu(E)]^{-1}}]^{-1},$$

$$\tau_M = \frac{\varepsilon}{4 \pi e n \mu}.$$

Легко видеть, что здесь в зависимости от конкретного вида функции $\mu(E)$ переменное электрическое поле может оказывать различное влияние на электронное поглощение или усиление звука. В частности, можно показать, что при выполнении неравенства

$$\left. \frac{d^2 \mu}{dE^2} \right|_{E=E_d} > 2 \frac{\left(\frac{d\mu}{dE} \right)^2}{\mu} \bigg|_{E=E_d}$$

включение слабого переменного электрического поля будет сдвигать порог усиления звука в сторону меньших полей E_d . При большой амплитуде E_0 переменного поля, когда $\bar{\mu}(E_d, E) \gg \mu(E_0, 0)$ (что может иметь место, например, при рассеянии электронов на ионизованной примеси), порог усиления звука может быть существенно снижен, что весьма важно для непрерывного режима работы акустоэлектронного усилителя. Кроме того, изучение характера сдвига порога усиления и измерение величины коэффициента усиления звука под действием переменного поля могут дать независимые сведения о механизме рассеяния импульса и энергии электронов при взаимодействии их со звуком.

Институт радиотехники
и электроники АН СССР
Армянский педагогический
институт им. Х. Абовяна

Поступила 24.IV.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Чабан. Письма ЖЭТФ, 6, 967 (1967); 15, 108 (1972); ФТТ, 9, 3334 (1967).
2. Э. М. Эпштейн. ФТТ, 10, 2945 (1968).
3. В. М. Левин, Л. А. Черноватонский. ЖЭТФ, 59, 142 (1970); ФТТ, 11, 3308 (1969); 15, 1243 (1973); 15, 1596 (1973).
4. В. И. Пустовойт. УФН, 97, 257 (1969).
5. D. L. White. J. Appl Phys., 33, 2547 (1962).
6. H. N. Spector. Phys. Rev., 127, 1084 (1962).
7. Ю. В. Гуляев, В. В. Проклов. ФТП, 1, 1496 (1967).
8. Э. М. Эпштейн. ФТТ, 8, 274 (1966).
9. А. С. Бугаев, Ю. В. Гуляев, Г. Н. Шкердин. ФТТ, 12, 2654 (1970).
10. А. С. Бугаев, Ю. В. Гуляев. Phys. Stat. Sol. (b), 60, 467 (1973).
11. Ю. В. Гуляев и др. ФТП, 11, 22 (1977).

ՓՈՓՈԽԱԿԱՆ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱԿԱՆ ԴԱՇՏՈՒՄ ԳՏԵՎՈՂ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻԶՆԵՐՈՒՄ
ԱԿՈՒՍՏՈՒԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹՆԵՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ա. Ս. ԲՈՒԳԱՅԵՎ, ՅԱՆ. Վ. ԳՈՒԼՅԱՅԵՎ, Վ. Վ. ԴԵՆԻՍԵՆԿՈ, Ժ. Ե. ՍՄԲԱՏՅԱՆ

Կիսահաղորդիչներում դիտարկված է փոփոխական էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը ձայնի էլեկտրոնային կլանման և ուժեղացման վրա: Տարբեր մասնավոր դեպքերում ձայնի էլանման (ուժեղացման) գործակցի համար ստացված է անալիտիկ արտահայտություն: Ստացված է նաև էլեկտրական հոսանքի իմպուլսներով ձայնային ազդանշանի անընդմեջ ուժեղացում: Ցույց է տրված, որ փոփոխական էլեկտրական դաշտի օգնությամբ կարելի է զգալիորեն փոխել ձայնի կլանումը (ուժեղացումը) և տեղափոխել ձայնի ուժեղացման շեմը:

TO THE THEORY OF ACOUSTOELECTRONIC PHENOMENA
IN SEMICONDUCTORS IN A VARIABLE ELECTRIC FIELD

A. S. BUGAEV, Yu. V. GULYAEV, V. V. DENISENKO, Zh. E. SMBATYAN

The influence of a variable electric field on the electronic absorption and amplification of the sound in a semiconductor was investigated. The analytical expressions for the coefficient of sound absorption were obtained for different cases. The possibility of continuous amplification of the sound by electric current pulses is shown. It was also shown that the engaging of the electric field could lead to essential variations of sound amplification and to the shift of the sound amplification threshold.

КВАНТОВОЕ АКУСТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ В ТОНКИХ ПЬЕЗОПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПЛЕНКАХ

Р. А. ГАСПАРЯН

Рассматривается задача о взаимодействии звуковых волн с дрейфующим потоком электронов в тонких размерно-квантованных пленках пьезополупроводников, когда выполняется квантовомеханическое условие $ql > 1$ (q — волновой вектор звука, l — средняя длина свободного пробега электрона). Найдена осцилляционная зависимость коэффициента усиления звука от толщины пленки.

В настоящее время исследования акустоэлектронных явлений проводятся с большой интенсивностью, так как многие из этих явлений уже нашли важное применение в разных областях микроэлектроники (см., например, [1]). Взаимодействию звука с электронами проводимости в пьезополупроводниках в квантовой области, когда выполняется условие $ql > 1$ (q — волновой вектор звука, l — средняя длина свободного пробега электрона), посвящен ряд работ [2—4], в которых рассматриваются массивные образцы. Когда толщина образца по порядку величины становится сравнимой с де-Бройлевской длиной волны электрона, заметную роль начинает играть квантовый размерный эффект [5].

Настоящая работа посвящена вычислению коэффициента усиления звука (КУЗ) в тонких размерно-квантованных пленках при условии $ql > 1$.

Пусть в пьезополупроводниковом образце n -типа с толщиной l_z в плоскости пленки в направлении оси x распространяется пьезоактивная волна вида $\exp\{i(qx - \omega t)\}$, где ω — частота звука, и в этом же направлении приложено постоянное поле E_0 . Отклик электронной подсистемы на внешние поля (электрическое и звуковое) удобно найти с помощью кинетического уравнения для одночастичной матрицы плотности, учитывающей эффект экранирования. Чтобы не повторять расчеты работы [3], мы не будем приводить решения этого уравнения. Отметим лишь, что в наших расчетах мы исходим из волновых функций и энергетического спектра электрона, соответствующих модели бесконечно-глубокой потенциальной ямы для электронов.

Для частотно-зависящей диэлектрической проницаемости в случае бесстолкновительного электронного газа ($\tau \rightarrow \infty$) с помощью матрицы плотности находим выражение

$$\varepsilon(q, \omega) = 1 + \frac{e^2}{\varepsilon_0 q^2} L(q, \omega), \quad (1)$$

где ε_0 — статическая диэлектрическая проницаемость, e — заряд электрона,

$$L(q, \omega) = V^{-1} \sum_k \frac{f(k-q) - f(k)}{E_k - E_{k-q} - \hbar\omega - i\hbar/\tau}, \quad (2)$$

$$f(\mathbf{k}) = \left\{ \exp \left[\frac{\hbar^2}{2 m k_B T} \left[(k_x - k_d)^2 + k_y^2 + \frac{\pi^2}{L_z^2} v^2 \right] + \eta \right] + 1 \right\}^{-1}, \quad (3)$$

$$E_k = \frac{\hbar^2}{2 m k_B T} \left[k_x^2 + k_y^2 + \frac{\pi^2}{L_z^2} v^2 \right], \quad (4)$$

m — эффективная масса электронов, v — номер пленочной подзоны, T и V — соответственно температура и объем кристалла, $\hbar$ и k_B — постоянные Планка и Больцмана. Отметим, что смещение электронного распределения в k -пространстве происходит в области с размером $k_d = e E_0 \tau / \hbar = m v_d / \hbar$, где $v_d = \mu E_0$ — дрейфовая скорость электронов.

Вычислим КУЗ по формуле

$$\Gamma = K^2 q \operatorname{Im} [\varepsilon^{-1}(q, \omega)], \quad (5)$$

где K — коэффициент электромеханической связи. Используя выражения (1) и (5), легко найти

$$\Gamma = \frac{K^2 q^3 \operatorname{Im} Q}{(q^2 + \operatorname{Re} Q)^2 + (\operatorname{Im} Q)^2}, \quad (6)$$

где введена функция $Q = [\varepsilon(q, \omega) - 1] q^2$.

Если дрейфовая скорость электронов — величина того же порядка, что и скорость звука, $v_d \sim v_s$, и гораздо меньше тепловой скорости электронов, $v_d \ll v_T$, то в первом приближении в разложении $\operatorname{Im} Q$ по величине $v_d - v_s/v_T \ll 1$ получаем

$$\operatorname{Im} Q = D \left(\frac{v_d}{v_s} - 1 \right) \sum_{\nu=1}^M F_{-3/2}(\eta - \delta_\nu), \quad (7)$$

где

$$D = \frac{m e^2 v_s}{V \pi \varepsilon_0 \hbar^2 L_z v_T}, \quad v_T = \sqrt{\frac{2 k_B T}{m}},$$

$$\delta_\nu = \frac{\hbar^2}{2m} \left(\frac{q^2}{4} + \frac{\pi^2}{L_z^2} v^2 \right), \quad \eta = \frac{\varepsilon_F}{k_B T},$$

$$F_j(\eta) = \frac{1}{\Gamma(j+1)} \int_0^\infty \frac{x^j dx}{\exp(x - \eta) + 1} \quad \text{— интеграл Ферми, } \Gamma(j+1) \text{ — гамма-функция, } M \text{ — число заполненных подзон.}$$

Далее,

$$\operatorname{Re} Q = \Lambda^2 = Q_0 \sum_{\nu=1}^M \iint \frac{1}{k_x} \left[f_0 \left(k_x - \frac{q}{2} \right) - f_0 \left(k_x + \frac{q}{2} \right) \right] dk_x dk_y, \quad (8)$$

$$f_0 \left(k_x \pm \frac{q}{2} \right) = \left\{ \exp \left[\frac{\hbar^2}{2 m k_B T} \left[\left(k_x \pm \frac{q}{2} \right)^2 + k_y^2 + \frac{\pi^2}{L_z^2} v^2 \right] - \eta \right] + 1 \right\}^{-1},$$

$$Q_0 = \frac{m e^2}{2 \pi^2 \hbar^2 \varepsilon_0 L_z q}.$$

При выводе (8) мы приняли $k_d \ll k_F$ и $k_F \sim q$. В приближении, когда $|\operatorname{Re} Q| \gg \operatorname{Im} Q$, с помощью (6) — (8) получаем

$$\Gamma = \frac{\pi}{2} \frac{\hbar \omega}{k_B T} \frac{K^2}{L_z} \frac{q^2 q_c^2}{(q^2 + \Lambda^2)^2} (v_d/v_s - 1) \sum_{v=1}^M F_{-3/2}(\eta - \xi_v), \quad (9)$$

где

$$q_c^2 = \frac{N_c q^2}{\epsilon_0 k_B T}, \quad N_c = \left(\frac{m k_B T}{2\pi \hbar^2} \right)^{3/2}.$$

Как видно из (8) и (9), Λ играет роль обратной величины радиуса экранирования и зависит как от толщины пленки, так и от волнового вектора звука. При этом зависимость от толщины пленки носит осцилляционный характер. В случаях невырожденного и полностью вырожденного электронного газа можно вычислить обратную величину квадрата радиуса экранирования в первом приближении относительно разложения (8) по степеням q . Для невырожденной и полностью вырожденной статистики соответственно получаем

$$\Lambda_{nv}^2 = 2\pi Q_0 e^\eta \sum_{v=1}^M \exp[-\xi_v], \quad (10)$$

$$\Lambda_v^2 = 2\pi Q_0 \sum_{v=1}^M \vartheta(\xi_v - \eta), \quad (11)$$

где

$$\vartheta(\xi_v - \eta) = \begin{cases} 1 & \xi_v < \eta, \\ 0 & \xi_v > \eta, \end{cases}$$

$$\xi_v = \frac{\hbar^2}{2mk_B T} \frac{\pi^2}{L_z^2} v^2.$$

Отметим, что выражения (9) — (11) в предельном случае массивных образцов, когда $L_z \rightarrow \infty$ и $M \rightarrow \infty$, при переходе от суммирования к интегрированию переходят в соответствующие формулы работы [4] для массивного образца.

Анализ показывает, что с увеличением толщины пленки КУЗ уменьшается обратно пропорционально толщине в пределах данной пленочной подзоны с номером v . С появлением новой $(v+1)$ -подзоны КУЗ скачкообразно растет, повторяя скачкообразное изменение плотности состояния пленки.

Как в пределах одной подзоны, так и с учетом всех подзон выражение (9) для КУЗ дает резонансную зависимость от частоты звука. Если пренебречь слабой зависимостью квадрата обратной величины радиуса экранирования Λ^2 от волнового вектора в (9), то найдем резонансную частоту $q_{\text{рез}} = \sqrt{3} \Lambda$, при которой КУЗ имеет пик. Примечательно, что $q_{\text{рез}}$ однозначно зависит от толщины пленки, что позволяет предложить новые методы измерения частоты (в зависимости от толщины) или толщины (в зависимости от частоты). Следует отметить, что при низких температурах из-за уменьшения значения интеграла Ферми при $\eta - \delta^v < 0$ КУЗ так-

же резко уменьшается и стремится к нулю. В образцах с толщиной 10 мкм уже наблюдалось такое резкое уменьшение акустоэлектронного взаимодействия при $q > 2k_F$.

В рассматриваемом случае размерно-квантованных пленок значения волнового вектора, при которых наблюдается резкое уменьшение акустоэлектронного взаимодействия, даются условием $\frac{q^2}{4} > k_F^2 - \frac{\pi^2}{L_z^2} v^2$, из которого видно, что имеет место зависимость от толщины пленки. Следовательно при данной приложенной звуковой частоте и данной энергии Ферми однозначно выбирается толщина (при данном номере подзоны), при которой КУЗ будет иметь резкий спад. Экспериментальное наблюдение такого резкого спада в разных пьезоактивных кристаллографических направлениях позволит предложить акустический метод построения плоского сечения поверхности Ферми с данным номером v . Присоединив картины разных энергетических подзон, можно получить также общий вид поверхности Ферми в размерно-квантованных пьезополупроводниковых пленках.

Следует отметить, что электронные столкновения сглаживают резкое изменение КУЗ. Анализ роли столкновений при усилении звука представляет самостоятельный интерес и требует отдельного подробного исследования.

Оценим КУЗ для пленки из $InSb$. При

$$K^2 = 1,5 \cdot 10^{-3} [6], \quad n = 2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}, \quad E = 60 \text{ В/см}, \quad \mu = 6 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{В сек},$$

$$L_z = 9 \cdot 10^{-6} \text{ см}, \quad \epsilon_0 = 17, \quad T = 4,2^\circ \text{K}$$

получаем

$$\Gamma = 6,5 \text{ см}^{-1}.$$

Эффект усиления можно намного увеличить, если взять многослойную структуру. В этом случае КУЗ увеличится пропорционально числу пленочных слоев в структуре.

В заключение выражаю признательность Ю. В. Гуляеву и В. С. Сардаряну за внимание к работе.

Институт радиофизики
и электроники АН АрмССР

Поступила 20.II.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Кайно. ТИИЭР, 64, № 5 (1976).
2. D. G. Carlson, A. Segmüller. J. de Phys., 33, Suppl., C4, 81 (1972).
3. E. Mosekilde. J. Appl. Phys., 43, 4957 (1972).
4. E. Mosekilde. Phys. Rev., B9, 682 (1974).
5. Б. А. Тазгер, В. Я. Демиковский. УФН, 96, 61 (1968).
6. Дж. Блекмор. Статистика электронов в полупроводниках, Изд. Мир, М., 1964.

ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԱԿՈՒՍՏՈՒԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՓՈԽԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ
ԲԱՐԱԿ ՊՅԵԶՈԿԻՄԱՀԱՂՈՐԴՉԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹՆԵՐՈՒՄ

Ռ. Հ. ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ

Քննարկվում է ձայնի ափսոսաբերական փոխազդեցությունը էլեկտրոնային հոսքի հետ բարակ, ըստ չափսերի քվանտացված պլեզոկիսահաղորդչային թաղանթներում, երբ տեղի ունի $ql > 1$ քվանտամեխանիկական պայմանը (q - ձայնի ալիքային թիվն է, l - էլեկտրոնի միջին ազատ վազքի երկարությունն է)։ Գտնված է ձայնի ուժեղացման գործակցի օսցիլյացիոն կախվածությունը թաղանթի հաստությունից։

QUANTUM ACOUSTOELECTRIC INTERACTION
IN THIN PIEZOSEMICONDUCTOR FILMS

R. A. GASPARYAN

The interaction of acoustic waves with an electron flux in thin dimensionally quantized piezosemiconductor films under the quantum mechanical condition $ql > 1$, where l is the mean free path of an electron and q is the acoustic wave vector, is discussed. The oscillation dependence of the acoustic gain coefficient on the film thickness is obtained.

ОБ ОДНОМ ВИДЕ РЕГЕНЕРАТИВНОГО УСИЛЕНИЯ СВЧ КОЛЕБАНИЙ

Ж. М. ОВСЕПЯН

Показано, что в приборе, состоящем из входного и выходного биспиральных резонаторов, при связи с медленными волнами электронного потока можно осуществить регенеративное усиление СВЧ колебаний.

В работе [1] рассмотрены процессы взаимодействия поперечных волн электронного потока с высокочастотным полем резонансного биспирального элемента связи. Показано, что биспиральные резонаторы могут быть использованы в качестве входного и выходного элементов связи в различных электроннолучевых приборах СВЧ с поперечным взаимодействием. При помощи биспирального элемента связи с $\beta_p > 0$ ($\beta_p = \pi/p$ — постоянная, характеризующая периодичность поля вдоль оси z и направление намотки спиралей, $2p$ — шаг спирали) можно осуществить связь с медленной циклотронной волной (a_2). При левой намотке биспирали ($\beta_p < 0$) он может быть использован для связи с медленной синхронной волной (a_4). Следует отметить, что связь с медленной синхронной волной можно обеспечить также при $\beta_p > 0$, однако для этого надо изменить направление магнитного поля.

Согласно [2] эквивалентную схему элемента связи вблизи резонансной частоты можно представить в виде параллельно соединенных генераторов тока $I_{гр}$, $I_{шсг}$, $I_{шр}$, $I_{но}$ с бесконечно большими внутренними сопротивлениями и проводимостей Y_p , Y_e (рис. 1). Здесь $I_{гр}$, $I_{шсг}$ и $I_{шр}$ — эквивалентные генераторы токов сигнала (антенны), внешнего шума

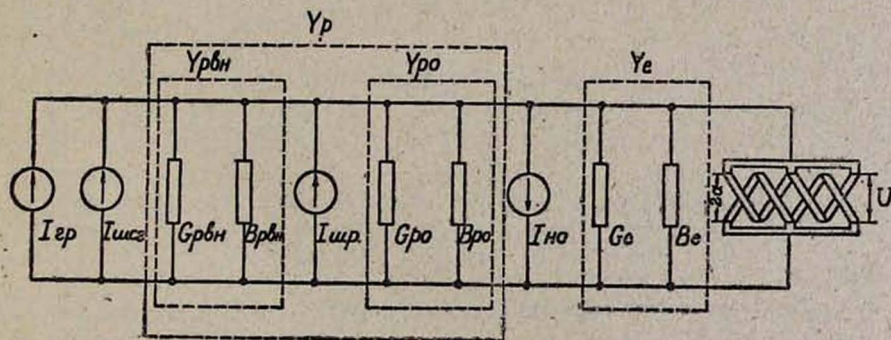


Рис. 1. Эквивалентная схема биспирального резонатора с электронным потоком.

(шума антенны) и собственного теплового шума резонатора, $I_{но}$ — эквивалентный генератор тока, наводимый входными флуктуациями электронного потока, Y_p — эквивалентная проводимость резонатора, которую можно представить в виде суммы собственной проводимости $Y_{ро}$ и вносимой проводимости нагрузки (или антенны) $Y_{рвн}$:

$$Y_p = G_p + jB_p = Y_{p0} + Y_{p\text{вн}} = G_{p0} + G_{p\text{вн}} + j(B_{p0} + B_{p\text{вн}}), \quad (1)$$

$$G_p = (\rho_0 Q_n)^{-1}, \quad B_p = 2(\omega - \omega_0)/\rho_0 \omega_0,$$

где ρ_0 и Q_n — соответственно характеристическое сопротивление и нагруженная добротность резонатора, ω — частота сигнала, ω_0 — резонансная частота, Y_e — электронная проводимость зазора биспирали, которая представляется в виде суммы электронных проводимостей быстрой Y_{e1} и медленной Y_{e2} циклотронных волн, быстрой Y_{e3} и медленной Y_{e4} синхронных волн [1].

Для медленных волн электронного потока, несущих отрицательную кинетическую мощность, активная электронная проводимость отрицательна ($G_{e2}; 4 < 0$) и может компенсировать проводимость потерь нагруженного резонатора G_p . При выполнении условия синхронизма с одной из медленных волн ($\beta_p = \beta_i$), означающего равенство между шагом электронной спирали, образованной i -ой волной ($i = 2$ или 4), и периодом поля λ_p вдоль биспирального элемента связи, эта компенсация может быть существенной и приводить к регенеративному усилению или даже к возникновению генерации. Это можно проследить количественно, если воспользоваться выражением для коэффициента передачи по мощности (K_p) прибора, состоящего из входного и выходного биспиральных резонаторов (рис. 2), которое мож-

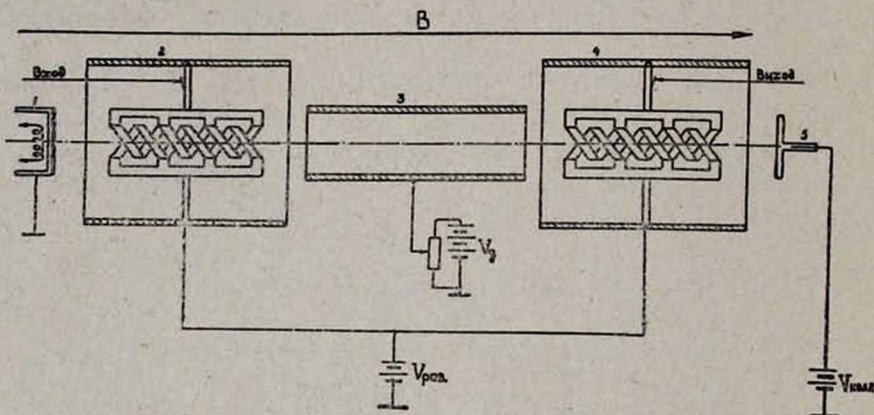


Рис. 2. Схема прибора, состоящего из входного и выходного резонаторов: 1 — электроннолучевая пушка; 2 — входной резонатор; 3 — трубка дрейфа; 4 — выходной резонатор; 5 — коллектор.

но получить, используя соотношения, приведенные в [1]. Имеем

$$K_p = \frac{P_{\text{вых.}}}{P_{\text{вх.}}} = \left\{ \frac{4\alpha_c \beta_{\text{св}} / (1 + \beta_{\text{св}})}{(1 - \alpha_c m_i^2)^2 + 4 \left[\epsilon_f Q_n - \alpha_c \frac{\sin \varphi_i(l) - \varphi_i(l)}{\varphi_i^2(l)} \right]^2} \right\}^2, \quad (2)$$

где α_c — параметр согласования, равный отношению электронной проводимости при синхронизме $G_e(0)$ к проводимости нагруженного резонатора G_p , $\beta_{\text{св}} = G_{\text{вн}}/G_{p0}$ — коэффициент связи резонатора с нагрузкой,

$$m_i = [\sin \varphi_i(l)/2] / [\varphi_i(l)/2], \quad \varphi_i(l) = (\beta_i + \delta_i \beta_p) l,$$

$\beta_{1,4} = 1$, $\beta_{2,3} = -1$, $\beta_l = (\omega - \sigma_l \omega_c)/v_0$ — постоянная распространения i -ой волны, ω_c — циклотронная частота, $\sigma_1 = 1$, $\sigma_2 = -1$, $\sigma_3 = \sigma_4 = 0$, v_0 — продольная скорость электронов, l — длина биспирального элемента, ε_f — относительная частотная расстройка.

Коэффициент передачи можно регулировать, меняя величину электронной проводимости, что проще всего осуществить изменением тока пучка. При токе, обеспечивающем значение коэффициента согласования

$$\alpha_c > \frac{1 + 3\beta_{св}}{1 + \beta_{св}} - \sqrt{\left(\frac{1 + 3\beta_{св}}{1 + \beta_{св}}\right)^2 - 1},$$

коэффициент передачи становится больше единицы, что свидетельствует о наличии усиления.

Возможность регенеративного усиления подтверждается экспериментом. На рис. 3 представлены измеренные при различных значениях вход-

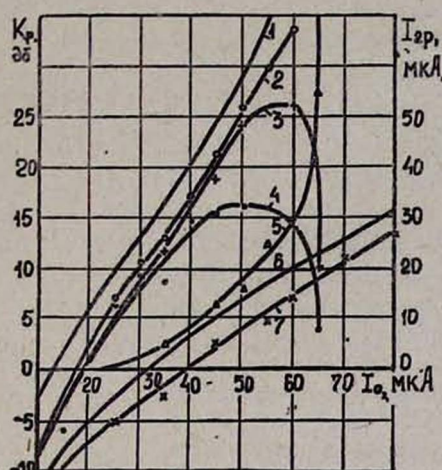


Рис. 3. Зависимости коэффициента передачи регенеративного усилителя на медленных поперечных волнах электронного потока от тока пучка: 1 — расчетная кривая; 2 — 4 — экспериментальные кривые при мощностях входного сигнала $P_{вх}$ соответственно 10^{-12} , 10^{-8} и 10^{-5} Вт для усилителя на медленной синхронной волне ($\omega_{с0}/\omega_0 = 1,13$); 5 — ток перехвата выходного резонатора при $P_{вх} = 10^{-5}$ Вт; 6 — расчетная кривая; 7 — экспериментальная кривая для коэффициента передачи усилителя на медленной циклотронной волне при $P_{вх} = 10^{-8}$ Вт, $\omega_{с0}/\omega_0 = 0,85$.

ной мощности зависимости коэффициента передачи от величины тока пучка для усилителей, состоящих из двух резонаторов, связывающихся с медленной синхронной (кривые 2—4) и медленной циклотронной (кривая 7) волнами. Там же приведены теоретические зависимости (кривые 1, 6), рассчитанные согласно выражению (2). В усилителе на медленной синхронной волне усиление наблюдается при напряжении синхронизма $V_{01} = 57$ В и токах более 20 мкА ($\alpha_c > 0,28$) и ограничено перехватом потока в выходном резонаторе (кривая 5), что особенно заметно при больших мощностях входного сигнала.

В усилителе на медленной циклотронной волне усиление наблюдается начиная с тока около 40 мкА ($\alpha_c \approx 0,24$), что объясняется более низким, чем в предыдущем случае, значением электронной проводимости, так как напряжение синхронизма при этом составляет $V_{02} = 175$ В.

В заключение следует отметить, что из-за отсутствия усилительного элемента в регенеративном усилителе значительно упрощается его конструкция, уменьшаются вес и габариты. Кроме того, в случае связи с мед-

ленной синхронной волной величина магнитного поля слабо влияет на условие связи [1], что позволяет работать при значительно меньших магнитных полях с минимальными требованиями к его однородности и стабильности. Вместе с тем рассматриваемый усилитель сохраняет некоторые достоинства электростатических усилителей СВЧ на поперечных волнах: высокую однонаправленность, способность выдерживать значительные перегрузки по входному сигналу, широкий динамический диапазон и т. д. Поэтому в тех случаях, когда трудно обеспечивать стабильность и однородность фокусирующего магнитного поля, а также налагаются жесткие ограничения на вес и габариты прибора, предпочтение следует отдать регенеративному усилителю на медленной синхронной волне, который сохраняет вышеуказанные свойства электростатических усилителей на поперечных волнах электронного потока.

Ереванский политехнический
институт

Поступила 14.II.1978

ЛИТЕРАТУРА

1. А. С. Бондарев, Ж. М. Овсепян. Изв. вузов СССР, Радиоэлектроника, 13, 948 (1968).
2. В. М. Лопухин и др. Шумы и параметрические явления в электронных потоках, Изд. Наука, М., 1966.

ԴԵՐԲԱՐՁՐ ՀԱՃԱԽԱՅԻՆ ՏԱՏԱՆՈՒՄՆԵՐԻ ՌԵԳԵՆԵՐԱՏԻՎ ՈՒԺԵՂԱՑՄԱՆ ՄԻ ՏԵՍԱԿԻ ՄԱՍԻՆ

Ժ. Մ. ՀՈՎՍԵՓՅԱՆ

Ճռւյց է տրւած, որ մուտքային և ելքային երկպարուրային ռեզոնատորներէջ բաղկացած սարքում էլեկտրոնային հոսքի դանդաղ ալիքներէ հետ կապվելու դեպքում կարելի է իրականացնել դերբարձր հաճախային տատանումներէ ռեգեներատիվ ուժեղացում:

ON ONE TYPE OF REGENERATIVE MICROWAVE AMPLIFICATION

J. M. OVSEPYAN

It is shown that in the device consisting of input and output bifilar helix couplers with the slow electron wave coupling a regenerative microwave amplification may be realized.

ДАЛЬНЯЯ ЗОНА АНТЕНН С КАЧАНИЕМ ЛУЧА

С. М. МАРТИРОСЯН, В. И. КУЛЕШОВ

Рассчитано расстояние до дальней зоны антенн с качанием луча. Показано, что расстояние до дальней зоны зависит от величины скорости и направления отклонения луча и отличается от соответствующего расстояния в статическом режиме. Рассмотрены случаи фазового и частотного сканирования. Выведены соотношения для двух применяемых практически законов сканирования. Показано, что при высокоточных измерениях характеристик быстросканирующих антенных решеток необходим учет скорости сканирования.

1. Введение

Измерение характеристик антенн с качанием луча в динамическом режиме при больших скоростях сканирования имеет ряд особенностей, связанных с влиянием конечной скорости распространения электромагнитных волн. Влияние скорости сканирования на характеристики антенн в динамическом режиме исследовано в работах [1—3], в которых рассмотрены искажения диаграммы направленности при больших скоростях сканирования. Кроме того, размеры зон, на которые обычно делится поле излучения антенны, становятся зависимыми от скорости сканирования и отличаются от размеров зон в статическом режиме.

В настоящей работе исследуется зависимость расстояния до дальней зоны от скорости сканирования.

2. Общие соотношения

Найдем выражение для поля излучения антенны с распределением поля в раскрыве, зависящим от времени. Для этого необходимо разложить в интеграл Фурье (по времени) поле в раскрыве, затем для каждой частотной составляющей спектра обычным методом найти поле излучения и, наконец, обратным преобразованием Фурье определить зависимость от времени поля излучения.

Пусть мгновенное распределение поля в раскрыве имеет вид (для простоты рассматриваем линейный случай):

$$a(x, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} A(x, \omega) e^{i\omega t} d\omega, \quad (1)$$

где временной спектр поля определяется выражением

$$A(x, \omega) = \int_{-\infty}^{\infty} a(x, t) e^{-i\omega t} dt. \quad (2)$$

Согласно [4] поле излучения антенны с распределением комплексных амплитуд поля в раскрыве $A(x, \omega)$ на частоте ω на конечном расстоянии (большом по сравнению с длиной волны) имеет вид

$$E(M, \omega) = \frac{i\omega}{4\pi c} \int_{-D/2}^{+D/2} A(x, \omega) \frac{e^{-i\frac{\omega}{c}r_x}}{r_x} dx, \quad (3)$$

где D — длина антенны, M — точка наблюдения, r_x — расстояние от элемента dx до точки наблюдения, c — скорость света.

Поле излучения, образованное всеми частотными составляющими спектра $A(x, \omega)$, определяется обратным преобразованием Фурье от (3):

$$E(M, t) = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} E(M, \omega) e^{i\omega t} d\omega = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} d\omega \frac{i\omega e^{i\omega t + D/2}}{4\pi c} \int_{-D/2}^{+D/2} A(x, \omega) \frac{e^{-i\frac{\omega}{c}r_x}}{r_x} dx. \quad (4)$$

Учитывая (1) и принимая во внимание, что

$$\left. \frac{\partial a(x, t)}{\partial t} \right|_{t=t' - \frac{r_x}{c}} = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} i\omega A(x, \omega) e^{i\omega \left(t' - \frac{r_x}{c}\right)} d\omega, \quad (5)$$

получаем

$$E(M, t) = \frac{1}{4\pi c} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-D/2}^{+D/2} \frac{a\left(x, t - \frac{r_x}{c}\right)}{r_x} dx. \quad (6)$$

Для интересующих нас расстояний (граница дальней зоны) в выражении (6) в знаменателе нужно положить

$$r_x = R, \quad (7)$$

а в числителе —

$$r_x = \sqrt{R^2 - 2Rx \sin \theta + x^2} \approx R - x \sin \theta + \frac{x^2}{2R} \cos^2 \theta, \quad (8)$$

где θ — угол между нормалью к антенне и направлением на точку наблюдения. Тогда получим

$$E(M, t) = \frac{1}{4\pi R c} \frac{\partial}{\partial t} \int_{-D/2}^{+D/2} a\left[x, t' + \frac{x}{c} \sin \theta - \frac{x^2}{2R c} \cos^2 \theta\right] dx, \quad (9)$$

где $t' = t - R/c$ — время запаздывания.

Для сканирующей линейной решетки N ненаправленных точечных излучателей мгновенное поле в раскрыве записывается в виде

$$a(x, t) = \sum_{n=0}^{N-1} A(x) \delta(x - x_n) e^{i[\omega_0 t - \psi(x, t)]}, \quad (10)$$

где $A(x)$ — амплитудное распределение, $\Psi(x, t)$ — фазовое распределение, $\delta(x-x_n)$ — дельта-функция Дирака, ω_0 — несущая частота излучения.

3. Фазовое сканирование

Пусть качание луча происходит по линейному закону. В этом случае фазовое распределение имеет вид

$$\Psi(x, t) = k_0 x \sin \alpha t, \quad (11)$$

где $k_0 = \omega_0/c$, α — скорость сканирования.

Подставив (10) и (11) в (9), считая скорость изменения α малой по сравнению с ω_0 и опустив постоянный множитель, для амплитуды поля излучения сканирующей решетки на расстоянии R получим выражение

$$E(M, t) = \sum_{n=0}^{N-1} i \left\{ \omega_0 - k_0 x_n \cos \alpha \left[t' + \frac{x_n}{c} \sin \theta - \frac{x_n^2}{2Rc} \cos^2 \theta \right] \alpha \right\} \times \\ \times A(x_n) \exp i \left\{ \omega_0 - k_0 x_n \sin \alpha \left[t' + \frac{x_n}{c} \sin \theta - \frac{x_n^2}{2Rc} \cos^2 \theta \right] + \right. \quad (12) \\ \left. + k_0 x_n \sin \theta - \frac{k_0 x_n^2}{2R} \cos^2 \theta \right\}.$$

Для дальней зоны ($R \rightarrow \infty$) имеем

$$E(\theta, t) = \sum_{n=0}^{N-1} i \left[\omega_0 - k_0 x_n \cos \alpha \left(t' - \frac{x_n}{c} \sin \theta \right) \alpha \right] \times \\ \times A(x_n) \exp i \left[\omega_0 - k_0 x_n \sin \alpha \left(t' - \frac{x_n}{c} \sin \theta \right) + k_0 x_n \sin \theta \right]. \quad (13)$$

Расстояние до дальней зоны можно определить из сравнения выражений (12) и (13). Сравним их для наиболее «плохого» случая $\theta = 0$. Поле излучения антенной решетки на конечном расстоянии R может быть записано в виде (13), если это расстояние обеспечивает малость слагаемых вида $k_0 x_n^2/2R$ и $x_n^2/2Rc$ в выражении (12). Расстояние дальней зоны $2D^2/\lambda$, применяющееся обычно на практике, исходит из фазовой ошибки в показателе экспоненты, меньшей, чем $\pi/8$. Если использовать этот критерий, получим

$$\left| k_0 \frac{x_n^2}{2R} - k_0 x_n \sin \alpha t' - k_0 x_n \sin \alpha \left(t' - \frac{x_n^2}{2Rc} \right) \right|_{\max} \leq \frac{\pi}{8}. \quad (14)$$

Так как максимальный угол отклонения луча решетки не может превышать 90° ($\alpha t' < \frac{\pi}{2}$), то нетрудно убедиться, что левая часть неравенства (14) достигает максимального значения при $t' = x_n^2/4Rc$. Тогда получаем

$$\left| k_0 \frac{x_n^2}{2R} - k_0 x_n \sin \alpha \frac{x_n^2}{4Rc} - k_0 x_n \sin \alpha \frac{x_n^2}{4Rc} \right| < \frac{\pi}{8}. \quad (15)$$

Учитывая, что $\alpha \frac{x_n^2}{4Rc} \ll 1$, окончательно имеем

$$\left| k_0 \frac{x_n^2 \max}{2R_{\min}} - k_0 \alpha \frac{x_n^3 \max}{2cR_{\min}} \right| < \frac{\pi}{8}, \quad (16)$$

откуда

$$R_{\min} > \frac{2D^2}{\lambda} \left(1 - \frac{D\alpha}{2c} \right). \quad (17)$$

Как видно из выражения (17), расстояние до дальней зоны зависит от величины скорости и направления сканирования и отличается от соответствующего расстояния в статическом режиме.

4. Частотное сканирование

Пусть на вход линейной решетки, состоящей из N ненаправленных излучателей с расстоянием d между ними, подаются частотно-модулированные колебания с пилообразным законом модуляции:

$$\omega = \omega_0 + \alpha t \quad \text{при} \quad 0 \leq t \leq T,$$

где T — период сканирования. В комплексном виде колебания имеют вид

$$\exp i \left(\omega_0 t + \frac{\alpha t^2}{2} \right).$$

Мгновенное распределение поля по излучателям, очевидно, есть

$$a(n, t) = A(x_n) \exp i \left(\omega_0 t - k_0 \gamma n d + \frac{\alpha t^2}{2} - \frac{\alpha \gamma n d t}{c} + \frac{\alpha (\gamma n d)^2}{2c^2} \right), \quad (18)$$

где γ — коэффициент замедления волны, возбуждающей решетку, $n=0, \dots, (N-1)$ — номер излучателя.

Подставив (18) в (9), выполнив дифференцирование и опустив постоянные множители, для амплитуды поля получим

$$\begin{aligned} E(M, t) = & \sum_{n=0}^{N-1} i \left\{ \omega_0 - \alpha t' + \alpha \left[\frac{nd}{c} \sin \theta - \frac{(nd)^2}{2Rc} \cos^2 \theta \right] - \frac{\alpha \gamma nd}{c} \right\} \times \\ & \times A(x_n) \exp i \left\{ \omega_0 \left[t' - \frac{nd}{c} \sin \theta - \frac{(nd)^2}{2Rc} \cos^2 \theta \right] - k_0 \gamma nd + \frac{\alpha (\gamma nd)^2}{c^2} + \right. \\ & + \frac{\alpha}{2} \left[t' + \frac{nd}{c} \sin \theta - \frac{(nd)^2}{2Rc} \cos^2 \theta - \frac{\alpha \gamma nd}{c} \left(t' + \frac{nd}{c} \sin \theta - \right. \right. \\ & \left. \left. - \frac{(nd)^2}{2Rc} \cos^2 \theta \right) \right] \left. \right\}. \end{aligned} \quad (19)$$

Для дальней зоны соответственно имеем

$$E(\theta, t) = \sum_{n=0}^{N-1} i \left[\omega_0 + \alpha \left(t' - \frac{x_n}{c} \sin \theta \right) - \frac{\alpha \gamma x_n}{c} \right] \times$$

$$\times A(x_n) \exp i \left[\omega_0 t' + k_0 x_n \sin \theta - k_0 x_n + \frac{\alpha (\gamma x_n)^2}{c^2} + \frac{\alpha t'^2}{2} + \alpha t' \frac{x_n}{c} \sin \theta + \right. \\ \left. + \frac{\alpha}{2} \left(\frac{x_n}{c} \sin \theta \right)^2 - \frac{\alpha \gamma x_n}{c} t' - \frac{\alpha \gamma x_n^2}{c^2} \sin \theta \right]. \quad (20)$$

Если воспользоваться опять тем же критерием дальней зоны, что и выше, то при $\theta = 0$ получим

$$\left| -k_0 \frac{x_n^2 \max}{2R_{\min}} - \frac{\alpha x_n^2 \max}{2cR_{\min}} t' + \frac{\alpha x_n^4 \max}{8c^2 R_{\min}^2} + \frac{\alpha \gamma x_n^3 \max}{2c^2 R_{\min}} \right| \leq \frac{\pi}{8}. \quad (21)$$

Учитывая малость последних двух слагаемых в (21), находим

$$R_{\min} \geq \frac{(2\pi c + T\alpha\lambda) D^2 c}{(\pi c^2 + \alpha D^2) \lambda}. \quad (22)$$

Здесь, как и в предыдущем случае, расстояние до дальней зоны зависит от величины скорости и направления сканирования.

5. Заключение

Численные оценки показывают, что увеличение расстояния до дальней зоны при диаметре антенны $D = 30$ м и скорости $\alpha = 10^4$ сек $^{-1}$ составляет величину порядка 1%. Для антенн с более высокими скоростями сканирования это изменение будет значительно больше, и при проведении высокоточных измерений необходимо учитывать эти поправки для границы дальней зоны. Следует отметить, что существует определенная погрешность из-за применения приближения Кирхгофа. Однако эта погрешность практически равна нулю при $\theta = 0$ [5], т. е. именно там, где рассматриваемый эффект из-за сканирования максимален.

Авторы выражают искреннюю благодарность П. М. Геруни за внимание к работе и ряд ценных указаний.

ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Пономарев. Радиотехника и электроника, 7, 949 (1962).
2. Fung—I Tseng, D. K. Cheng. Canad. J. Phys., 42, 1358 (1964).
3. Азравал, Арора. ТИИЭР, 62, № 7, 192 (1974).
4. А. Э. Фрадин. Антенны сверхвысоких частот, Советское радио, М., 1957.
5. Л. А. Вайкштейн. Теория дифракции и метод факторизации, Советское радио, М., 1966.

ՀԱՅԿԱՆԻ ՀԱՆՐԱՊԵՏՈՒԹՅԱՆ ԱՆՏԵՆԱՆԵՐԻ ՀԵՌԱՎՈՐ ԳՈՏԻՆ

Ս. Մ. ՄԱՐՏԻՐՈՍՅԱՆ, Վ. Ի. ԿՈՒԼԵՇՈՎ

Հաշված է հոնվոլի ճառագայթով անտենաներից մինչև նրանց հեռավոր գոտին ընկած տարածությունը, ծույց է տրված, որ այն կախված է ճառագայթի քերման արագությունից:

և ուղղությունից և տարբերվում է ստատիկ ռեժիմի իր արժեքից: Դիտարկված են ֆազային և հաճախային ճոճման դեպքեր: Ստացված են հաշվարկային հարաբերություններ՝ ճոճման գործնականորեն կիրառվող երկու օրենքների համար: Ցույց է տրված, որ արագ ճոճվող անտենաների բնութագրերի ճշգրիտ չափումների ժամանակ անհրաժեշտ է հաշվի առնել ճոճման արագությունը:

THE FAR ZONE OF ANTENNAS WITH BEAM SWINGING

S. M. MARTIROSYAN, V. I. KULESHOV

The distance to the far zone for an antenna with beam swinging has been calculated. It is shown that the distance to the far zone depends on the magnitude of velocity and the direction of the beam deviation and differs from that in the static regime. The cases of phase and frequency scanning is considered. The calculated relations for two practically used laws of scanning are derived. It was shown that for high precision measurements of fast scanning array characteristics the velocity of scanning should be considered.

ОБ ИЗОМОРФНОМ ЗАМЕЩЕНИИ МАГНИЯ ЖЕЛЕЗОМ
В ЛЮДВИГИТЕ—ВОНСЕНИТЕ

Г. Р. МКРТЧЯН, Г. А. АРУТЮНЯН, М. ПУЛАТОВ, А. Р. МКРТЧЯН

Методом гамма-резонансной спектроскопии исследовано изоморфное замещение Mg^{2+} двухвалентным железом. Установлено, что двухвалентное железо в структуре людвигита-вонсенита замещает изоморфно Mg^{2+} упорядоченно в трех разных положениях и в каждом из них Fe^{2+} распределяется статистически.

В литературе существует много работ, посвященных исследованию изоморфизма методом гамма-резонансной спектроскопии. В частности, авторами [1, 2] исследованы изоморфные замещения магния двухвалентным железом в куминстоните-грюнерите $(Mg, Fe^{2+})[Si_8O_{22}](OH)$, трехвалентного алюминия трехвалентным железом в эпидоте $Ca_2Al_2Fe^{2+}Si_3O_{12}(OH)$ и марганца двухвалентным железом в ильваите $CaFe^{2+}Fe^{3+}Si_2O_8(OH)$. В этих работах показано, что атом железа при замещении занимает с разными вероятностями несколько неэквивалентных положений.

Настоящая работа посвящена исследованию изоморфного замещения магния двухвалентным железом в людвигите-вонсените методом гамма-резонансной спектроскопии.

Известно [3, 4], что минералы серии людвигита-вонсенита по составу образуют непрерывный изоморфный ряд от собственно магниезного $Mg_2Fe^{3+}BO_3O_2$ до собственного железистого $Fe^{2+}Fe^{3+}BO_3O_2$. Симметрия кристалла — ромбическая, пространственная группа — $D_{2h}^9 = Pbam$. Людвигиту свойственно изоморфное замещение магния двухвалентным железом в положениях $M_1(0; 0; 0,5)$, $M_2(0; 0,28; 0,5)$ и $M_3(0,5; 0; 0)$ [5].

Для установления характера распределения двухвалентного железа по катионным позициям были исследованы шесть образцов с различным процентным содержанием железа. Исследования проводились на мессбауэровской установке электродинамического типа. Источником гамма-лучей служил Co^{57} в матрице хрома с активностью 25 мкюри. Образцы в виде порошков исследовались при температурах 300°K и 80°K. Результаты исследования и характерные мессбауэровские спектры (при 80°K) приведены соответственно в таблице и на рис. 1—4. Полученные на эксперименте спектры поглощения обрабатывались на ЭВМ «Наири-2» методом наименьших квадратов в приближении лоренцевой формы линии.

Как видим, в первом образце (см. табл. и рис. 1), в котором процентное содержание железа составляет 18,9%, наблюдается одно положение трехвалентного железа и одно положение двухвалентного железа с характерными химическими сдвигами и квадрупольными расщеплениями $\delta_0 = 0,76$ мм/сек, $\delta_1 = 1,15$ мм/сек и $\Delta E_0 = 1,23$ мм/сек, $\Delta E_1 = 2,40$ мм/сек соответственно. При увеличении процентного содержания железа до 24,3% (см. табл., образцы № 2, 3) картина повторяется.

Таблица

№ образца	Ион	δ (мм/сек)	ΔE (мм/сек)	2Γ (мм/сек)	Полож.	Процент содерж. железа Fe^{2+}	Соотношение площадей	
							S_{M_3}/S_{M_1}	S_{M_2}/S_{M_1}
1	Fe^{3+}	0,76	1,23	0,45	M_3	18,9		
	Fe^{2+}	1,15	2,40	0,40				
2	Fe^{3+}	0,62	0,70	0,47	M_3	23,3		
	Fe^{2+}	1,20	2,48	0,46				
3	Fe^{3+}	0,59	0,70	0,47	M_3	24,3		
	Fe^{2+}	1,19	2,48	0,47				
4	Fe^{3+}	0,58	1,21	0,50	M_3	31,3	$2,29 \pm 0,1$	
	Fe^{2+}	0,92	2,49	0,50	M_1			
	Fe^{2+}	1,08	0,96	0,53				
5	Fe^{3+}	0,64	1,27	0,51	M_3	38,8	$2,05 \pm 0,1$	$0,57 \pm 0,1$
	Fe^{2+}	1,01	2,78	0,42				
	Fe^{2+}	1,32	1,15	0,37	M_1			
	Fe^{2+}	1,31	2,23	0,32				
6	Fe^{3+}	0,74	1,20	0,46	M_3	43,0	$2,05 \pm 0,1$	$0,95 \pm 0,1$
	Fe^{2+}	1,06	2,30	0,46				
	Fe^{2+}	1,38	0,78	0,42	M_1			
	Fe^{2+}	1,50	2,07	0,41				

δ — химический сдвиг, 2Γ — экспериментальная ширина линии, ΔE — квантовое расщепление, S_{M_i} — площадь линии поглощения M_i . Параметры спектра поглощения определены с точностью $\pm 0,02$ мм/сек.

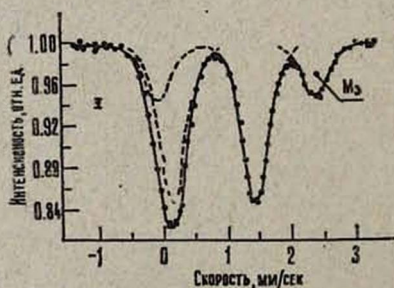


Рис. 1.

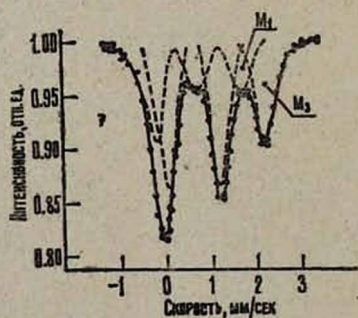


Рис. 2.

Рис. 1. Характерный мессбауэровский спектр для образца № 1 при 80°K.

Рис. 2. Характерный мессбауэровский спектр для образца № 4 при 80°K.

В образце № 4, как видно из рис. 2, для двухвалентного железа имеются два дублета квадрупольного расщепления с химическими сдвигами соответственно $\delta_3 = 0,92$ мм/сек и $\delta_1 = 1,08$ мм/сек, т. е. по мере увеличения процентного содержания железа (см. табл.) двухвалентное железо, заполняя положение M_3 , начинает замещать Mg в положении M_1 .

Когда процентное содержание железа составляет 38,8% (образец № 5), вместо двух положений двухвалентного железа наблюдаются три неэквивалентных положения с соответствующими химическими сдвигами $\delta_3 = 1,01$ мм/сек, $\delta_1 = 1,32$ мм/сек, $\delta_2 = 1,31$ мм/сек и квадрупольными расщеплениями $\Delta E_3 = 2,78$ мм/сек, $\Delta E_1 = 1,15$ мм/сек, $\Delta E_2 = 2,23$ мм/сек, т. е. при дальнейшем увеличении процентного содержания железа двухвалентное железо замещает Mg еще в новом неэквивалентном положении M_2 . Отношение площадей спектров последних двух положений есть $S_{M_2}/S_{M_1} = 0,57$ (рис. 3).

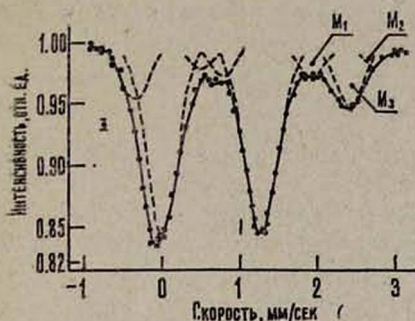


Рис. 3.

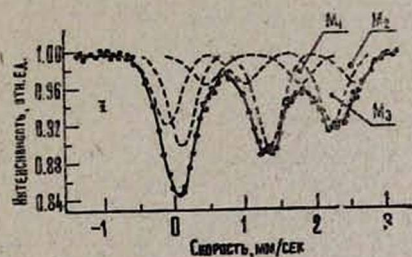


Рис. 4.

Рис. 3. Характерный мессбауэровский спектр для образца № 5 при 80°K.

Рис. 4. Характерный мессбауэровский спектр для образца № 6 при 80°K.

На рис. 4 (образец № 6) для двухвалентного железа имеются три дублета квадрупольного расщепления с отношениями площадей $S_{M_2}/S_{M_1} = 2,29$ и $S_{M_3}/S_{M_1} = 0,95$. Отсюда видно, что для образца № 6 отношение площадей S_{M_2}/S_{M_1} увеличивается по сравнению с соответствующим отношением для образца № 5. Следовательно, увеличение железа приводит к увеличению процентного содержания замещенного $Mg \rightarrow Fe^{2+}$ в положении M_2 (0; 0,28; 0,5).

Из вышесказанного вытекает, что при замещении Mg двухвалентным железом Fe^{2+} входит в структуру минералов серии людвигита-вонсенита не статистически, а упорядоченно, т. е. по мере увеличения процентного содержания железа Fe^{2+} поочередно замещает Mg^{2+} в положениях M_3 (0,5; 0; 0), M_1 (0; 0; 0,5) и M_2 (0; 0,28; 0,5). Разные величины химических сдвигов в положениях M_3 ($\delta_3 = 1,01$ мм/сек), M_1 ($\delta_1 = 1,32$ мм/сек) и M_2 ($\delta_2 = 1,31$ мм/сек) показывают, что железо связано с окружением с разной степенью ковалентности. Малая величина химического сдвига в положении M_3 ($\delta_3 = 1,01$ мм/сек) (см. табл.) по сравнению с химическими сдвигами в соответствующих положениях M_1 ($\delta_1 = 1,32$ мм/сек) и M_2 ($\delta_2 =$

= 1,31 мм/сек) объясняется малым значением расстояния катион-кислород для положения M_3 ($r_{M_3} = 2,8 \text{ \AA}$, $r_{M_1} = 2,17 \text{ \AA}$, $r_{M_2} = 2,17 \text{ \AA}$) [5].

Достаточно большие ширины линий ($2\Gamma_{\text{эксп}} \sim 0,45 \text{ мм/сек}$) (см. табл.) как для Fe^{3+} , так и для всех положений двухвалентного железа говорят о статистических распределениях железа в каждом из них. Существование градиентов электрических полей и различие их значений (см. табл.) показывает, что октаэдры, в центре которых расположено двухвалентное железо, искажены на различную величину. Действительно, рентгеноструктурный анализ подтверждает вышесказанное [5].

Таким образом, проведенное исследование показывает, что двухвалентное железо в структуре людвигита-вонсенита замещает изоморфно Mg^{2+} упорядоченно в трех разных положениях и в каждом из них Fe^{2+} распределяется статистически.

Ереванский государственный
университет

Поступила 14.IV.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. G. M. Bancroft, A. G. Maddock, R. G. Burns. *Geochim. Cos. Mechan. Acta*, 31, 2219 (1967).
2. B. V. Borshagovskii et al. *Phys. Stat. Sol. (b)*, 43, 479 (1971).
3. Y. Takeuchi, T. Watanabe, T. Ito. *Acta Cryst.*, 3, 2 (1950).
4. Y. Takeuchi. *Mineral J.*, 2, № 1 (1956).
5. В. И. Мокеева, С. М. Александров. *Геохимия*, № 4, 428 (1969).

ՄԱԳՆԵՒԻՄԻ ԻԶՈՄՈՐՖ ՓՈԽԱՐԻՆՈՒՄԸ ԵՐԿՎԱԼԵՆՏ ԵՐԿԱԹՈՎ ԼՅՈՒԴՎԻԳԻՏ-ՎՈՆՍԵՆԻՏՈՒՄ

Հ. Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Գ. Ա. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Մ. ՊՈՒԼԱՏՈՎ, Ա. Ռ. ՄԿՐՏՉՅԱՆ

Գամմա-ռեզոնանսային սպեկտրոսկոպիայի մեթոդով հետազոտվել է Mg^{2+} -ի իզոմորֆ փոխարինումը երկվալենտ երկաթով. Պարզված է, որ երկվալենտ երկաթը լյուզվիդիտ-վոնսենիտի կառուցվածքում իզոմորֆ և կարգավորված կերպով փոխարինում է Mg^{2+} -ին երեք տարբեր դիրքերում և այդ դիրքերից յուրաքանչյուրում Fe^{2+} -ը բաշխվում է վիճակագրորեն:

ON THE ISOMORPHIC REPLACEMENT OF MAGNESIUM BY IRON IN LUDVIGIT-VONSENIT

H. R. MKRTCHYAN, G. A. ARUTYUNYAN, M. PULATOV, A. R. MKRTCHYAN

The isomorphous replacement of Mg^{2+} ions by two-valence iron atoms in ludvigite-vonsenite structure was investigated by means of gamma-resonance spectroscopy. It was established that Mg^{2+} ions were replaced isomorphically and regularly by two-valence iron atoms in three different positions. In each position Fe^{2+} ions are distributed statistically.

ВЛИЯНИЕ ДИФфуЗИИ БОРА НА РЕНТГЕНОИНТЕРФЕРЕНЦИОННУЮ МУАРОВУЮ КАРТИНУ

А. О. АБОЯН, Ф. О. ЭЙРАМДЖЯН

В работе экспериментально исследовано влияние диффузии бора на рентгеноинтерференционную муаровую картину, полученную от рентгеновского интерферометра по Лауэ.

Исследование процесса диффузии в веществах является сравнительно старой проблемой, которая в течение ряда лет успешно разрабатывается многими физическими и металлургическими лабораториями мира. Изучение процессов диффузии в полупроводниках имеет особенно большое значение, так как в настоящее время кремний и германий являются наиболее широко используемыми материалами для изготовления полупроводниковых приборов. Имея в виду, что диффузия является основным технологическим процессом получения *p-n*-перехода, нетрудно понять, почему исследованию диффузии в кремнии и германии посвящено много работ.

Физические параметры кристаллов сильно зависят от дислокационной структуры, количества примесей, количества диффузанта и его распределения в нем. Известно, что в случае значительного различия ионных радиусов атомов основного материала и замещающей примеси в кристаллической решетке появляются напряжения, достаточные для возникновения дислокаций [1, 2].

Пруссин [1] и Квессер [2], используя дифракционные методы, а также методы избирательного травления, показали, что при высоких концентрациях легирующей примеси ($\sim 10^{20}$ см⁻³), если размеры диффундирующих атомов и атомов полупроводника сильно различаются между собой (например, для бора $r_B = 0,20$ Å, для кремния $r_{Si} = 0,35$ Å), в кристаллической решетке полупроводника возникают значительные упругие напряжения ($\sim 10^9$ дин/см²). Напряжения такой величины ведут к образованию как отдельных дислокаций, плотность которых, как показал Пруссин, пропорциональна градиенту концентрации, так и целых сеток дислокаций или линий скольжения, ориентированных в определенных кристаллографических направлениях. При диффузии фосфора в кремний кроме дислокаций было обнаружено множество других дефектов. Это, в первую очередь, выделения в виде *P* или *SiP* [3], а также, в некоторых случаях, образования эвтектики *SiP* + *Si* на поверхности монокристалла [4].

Представляет большой интерес исследование структурных изменений, происходящих из-за диффузии. Действительно, с одной стороны, очень интересно исследование влияния малых примесей и дефектов на физические свойства полупроводников, а с другой стороны, интерферометрические исследования очень чувствительны и с большим успехом могут обнаружить небольшие структурные искажения [5, 6]. Более того, интерферометриче-

ски можно обнаружить все детали структурных изменений даже при больших концентрациях примесей.

Для исследования влияния диффузии на муаровую картину (а значит, на внутреннюю структуру кристалла) был изготовлен интерферометр по Лауэ из почти совершенного (бездислокационного) монокристалла кремния с отражением (220) для SiK_α -излучения.

Рентгеновский интерферометр по Лауэ состоит из трех блоков (см. рис. 1): *S* — блок-расщепитель, *M* — зеркальный блок и *A* — блок-анализатор. Пучок рентгеновского излучения, падая под брэгговским углом, расщепляется на два пучка; последние, отражаясь от зеркального блока *M*, налагаются у входной поверхности блока-анализатора *A*, и если между налагающимися волнами существует разность фаз, то в выходных пучках наблюдается интерференционная картина. При работе с интерферометром интерференционная картина наблюдается только в том случае, когда отражающие плоскости в областях 1, 2, 3 и 4 (рис. 1) имеют относительные разбросы межплоскостных расстояний или когда они повернуты друг относительно друга. Интерференционная картина, полученная за счет дисторсии решетки, называется рентгеноинтерферометрической муаровой картиной (в первом случае — параллельный, во втором — поворотный муар).

Интерферометр устанавливался в отражающее положение на дифракционной камере, схема сканирования (возвратно-поступательного движения) которого показана на рис. 1. При неподвижных пучке и диафрагме

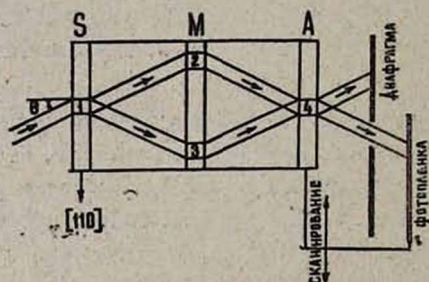


Рис. 1. Схема интерферометра со сканированием.

сканировался интерферометр с фотопленкой. Полученная муаровая картина приведена на рис. 2, из которой видно, что в направлении сканирования муаровая картина непрерывно меняется.

Обычно диффузия производится при высокой температуре, поэтому сначала необходимо было исследовать влияние отжига на блоки интерферометра, так как при его изготовлении возникает напряжение между блоками. Для исследования влияния термообработки на блоки интерферометра и получения сравнительно надежных результатов о влиянии диффузии на рентгеноинтерферометрическую картину, а также прогнозирования распределения диффузанта в кристалле (в блоке-анализаторе интерферометра), необходимо было подвергнуть интерферометр отжигу. Отжиг интерферометра производился в условиях высокого вакуума (10^{-5} тор) в запаянной кварцевой ампуле при температуре 1300°C в течение 5 часов.



Рис. 2.

Рис. 2. Муаровая картина от интерферометра.



Рис. 3.

Рис. 3. Муаровая картина от интерферометра после отжига.



Рис. 4.

Рис. 4. Муаровая картина от интерферометра после проведения диффузии.

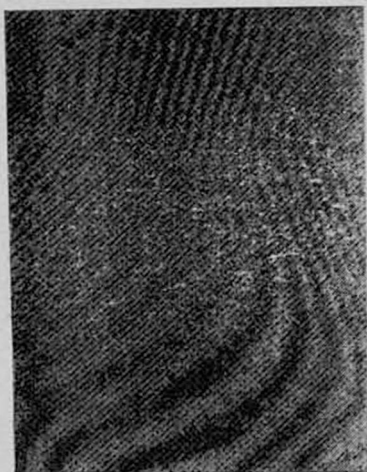


Рис. 5.

Рис. 5. Муаровая картина от интерферометра после удаления диффузионного слоя.



с последующим медленным охлаждением в течение 12 часов. После отжига сканированием получалась соответствующая рентгеновская топограмма, которая приведена на рис. 3. Сравнение этой картины с картиной на рис. 2 показывает, что отжиг, снимая напряжение, не полностью восстанавливает совершенство блоков интерферометра.

Для исследования влияния диффузии на рентгеноинтерферометрическую картину на поверхность блока-анализатора интерферометра наносился раствор борной кислоты. Диффузия проводилась в режиме отжига, т. е. в откачанной запаянной кварцевой ампуле при температуре 1300°C в течение 5 часов с последующим медленным охлаждением в течение 12 часов. Глубина диффузии составляла $40 \div 50$ мкм, концентрация бора — $C = 2 \cdot 10^{17}$ атом/см³. После проведения диффузии сканированием была получена рентгеновская топограмма, которая приведена на рис. 4. После удаления диффузионного слоя в 50 мкм была получена топограмма, изображенная на рис. 5 (сравнение топограммы на рис. 5 с топограммой на рис. 4 показывает улучшение видимости муаровых полос).

Анализ топограмм, полученных после отжига, диффузии и снятия диффузионного слоя, приводит к следующим выводам.

1. Вследствие отжига интерферометра, деформированного при изготовлении, снимается напряженное состояние его пластин и происходит блокообразование.

2. Из-за диффузии происходит сильное нарушение кристаллической структуры анализатора интерферометра. Структурные нарушения на анализаторе настолько велики, что в его отдельных участках исчезает аномальное прохождение, как это хорошо видно на топограмме, изображенной на рис. 4.

3. Анализ изменения муаровых картин, образующихся в процессе диффузии бора в кремний, свидетельствует о недислокационном характере возникновения напряжений.

4. При удалении (химической полировке) поверхностного диффузионного слоя блока-анализатора интерферометра видимость муаровых картин улучшается.

Ереванский государственный
университет
Ереванский политехнический
институт

Поступила 30.IV.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. S. Prussin. J. Appl. Phys., 32, 1876 (1961).
2. H. J. Quesser. J. Appl. Phys., 32, 1776 (1961).
3. M. L. Josht, B. J. Mastersa, S. Dach. Appl. Phys. Lett., 7, 305 (1965).
4. В. М. Альтшуллер. ФТТ, 10, 1136 (1968).
5. Ф. О. Эйрамджян, П. А. Безиригян. Изв. АН АрмССР. Физика, 5, 453 (1970).
6. А. О. Абоян, Ф. О. Эйрамджян. Ученые записки ЕГУ, Физика, 2, 54 (1976).

ԲՈՐԻ ԴԻՖԴՈԶԻԱՅԻ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՌԵՆՏԳԵՆԱԿՆՏԵՐՖԵՐԵՆՏԻՈՆ
ՄՈՒԱՐԻ ՊԱՏԿԵՐԻ ՎՐԱ

Ա. Հ. ԱՐՈՅԱՆ, Ֆ. Հ. ԷՅՐԱՄԴՅԱՆ

Աշխատանքում հետազոտված է բորի դիֆուզիայի ազդեցությունը ռենտգենյան ինտերֆերոմետրից ստացված ինտերֆերենցիոն (մուարի) պատկերի վրա: Ցույց է տրված, որ դիֆուզիայի հետևանքով աղավաղվում է ինտերֆերոմետրի անալիզատորի բյուրեղական կառուցվածքը և որոշ տիրույթներում վերանում է ռենտգենյան ճառագայթների անոմալ անցումը:

THE EFFECT OF BORON DIFFUSION ON THE X-RAY
INTERFEROMETRIC MOIRE PATTERN

A. H. ABOYAN, F. H. EIRAMDZHYAN

The effect of boron diffusion on the interference (Moire) pattern, obtained with a X-ray interferometre, is studied. It is shown that as a result of diffusion, the crystallographic structure of the analyser is destroyed (in some regions the anomalous transition of X-rays vanishes).

БЛИЖНИЙ ОРИЕНТАЦИОННЫЙ ПОРЯДОК И ИК-ДИХРОИЗМ

В. М. АСЛАНЯН, В. Х. ГАРИБЯН, А. К. ДАДИВАНЯН

Исследован ИК-дихроизм ориентированных пленок полихлоропрена, набухших в ряде растворителей. Полученный ИК-дихроизм полос растворителя однозначно свидетельствует об ориентации молекул растворителя относительно полимерных цепей. Показано, что различие значений оптической анизотропии в разных растворителях определяется наличием ориентации молекул растворителя относительно полимерной цепи.

Для объяснения оптических свойств растворов полимеров [1, 2] была выдвинута гипотеза о существовании ближнего ориентационного порядка [3, 4]. Суть ее состоит в том, что в растворе молекулы растворителя, находящиеся в непосредственном контакте с макромолекулой, ориентируются относительно полимерной цепи [3—6]. Экспериментальные результаты, полученные при исследовании ряда оптических и термодинамических свойств растворов полимеров, свидетельствуют в пользу данной концепции [7—13].

Ближний ориентационный порядок должен также проявляться при наблюдении линейного инфракрасного дихроизма собственных полос поглощения растворителя в ориентированных набухших полимерных пленках. Существование ИК-дихроизма является не только прямым доказательством ближнего ориентационного порядка. Линейный ИК-дихроизм выдает также информацию о степени ориентации молекул растворителя относительно оси вытяжки, а следовательно, и относительно полимерных цепей. Исследования следует проводить для образцов с низким содержанием растворителя, поскольку при этом условии эффект должен быть лучше выражен. Следует подчеркнуть, что анализируемая полоса поглощения должна отбираться в той области спектра, в которой полимер прозрачен.

Исследования ИК-дихроизма набухших пленок полихлоропрена проводились на спектрофотометре UR-20 при температуре 25°C. Были исследованы образцы полихлоропрена (ПХП) эмульсионной полимеризации при 10°C (регулятор — трет-додецил меркаптан, инициатор — персульфат калия). Молекулярный вес исходного образца, определенный по характеристической вязкости, составлял $8,5 \cdot 10^5$. Пленки толщиной 150—200 мкм получались выпариванием бензольных растворов ПХП на ртутной подложке. Для очистки растворы предварительно центрифугировались при ускорениях $8 \cdot 10^3 g$. Полученные описанным методом пленки были прозрачными и высокоэластичными в исследуемой области температур. Сшивание полимера достигалось термической обработкой при 120°C. Для плавления надмолекулярных структур образцы в течение нескольких часов подвергались набуханию в хлороформе и затем высушивались. Исчезновение надмолекулярных образований контролировалось по отсутствию двойного лучепреломления в нерастянутых образцах, малоугловому рассеянию рентге-

новских лучей, а также по поляризационно-микроскопическим наблюдениям.

В качестве растворителей использовались толуол, пара-, мета- и орто-ксилол, нафталин. Так как практически все низкомолекулярные растворители летучи, то для получения достоверной информации исследования проводились в разборных кюветах для жидкостей с окошками из KBr . Концентрация растворителя в пленке определялась с помощью закона Ламберта-Бееера, который при использовании поляризованного излучения имеет обычный вид и справедлив для каждой компоненты в отдельности. Для толуола и мета-ксилола определялись дихроичные отношения плоскостных деформационных колебаний скелета и внеплоскостных деформационных колебаний, а для пара-ксилола, орто-ксилола и нафталина — только последние.

Приведем конкретные значения частот колебаний проанализированных нами полос поглощения [14]: толуол — 470 см^{-1} , форма колебаний $\rho(C-H)$, 695 см^{-1} $\rho(C-H)$, 730 см^{-1} $\rho(C-H)$, 1505 см^{-1} $\beta(CCH)$ и 1615 см^{-1} $\beta(CCH)$, $Q(CC)$; пара-ксилол — 490 см^{-1} $\rho(C-H)$ и 790 см^{-1} $\rho(C-H)$; мета-ксилол — 430 см^{-1} $\rho(C-H)$, 690 см^{-1} $\rho(C-H)$, 770 см^{-1} $\rho(C-H)$, 1620 см^{-1} $Q(C-C)$, $\beta(CCH)$; орто-ксилол — 442 см^{-1} $\rho(C-H)$, 745 см^{-1} $\rho(C-H)$; нафталин — 480 см^{-1} $\rho(C-C)$; ПХП — 670 см^{-1} $Q(C-Cl)$. Для полос 1500 см^{-1} , 1615 см^{-1} и 1620 см^{-1} дихроичное отношение $R = D_{\parallel}/D_{\perp}$ больше единицы, в то время как для остальных — меньше единицы (отметим, что $D_{\parallel}$ и $D_{\perp}$ — оптические плотности для случаев, когда излучение поляризовано параллельно и перпендикулярно растяжению). Полученные результаты указывают на преимущественную ориентацию молекул ароматических растворителей вдоль направления растяжения, что является прямым свидетельством существования ближнего ориентационного порядка.

Интересно, что с уменьшением концентрации растворителя наблюдается рост дихроизма (см. рис. 1, 2). Как известно, ориентироваться отно-

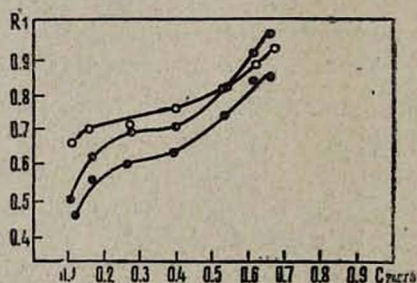


Рис. 1. Зависимость дихроичного отношения от весовой доли толуола для полос: 670 см^{-1} — ●; 695 см^{-1} — ○; 730 см^{-1} — ◐.

сительно макромолекул может лишь часть растворителя, попадающая в монослой, окружающий полимерную цепь. При высоких концентрациях растворителя в образце благодаря тепловому движению свободных молекул поглощение ИК-излучения, поляризованного во взаимноперпендикулярных направлениях, должно слабо отличаться друг от друга. С уменьшением же концентрации растворителя увеличивается относительное число

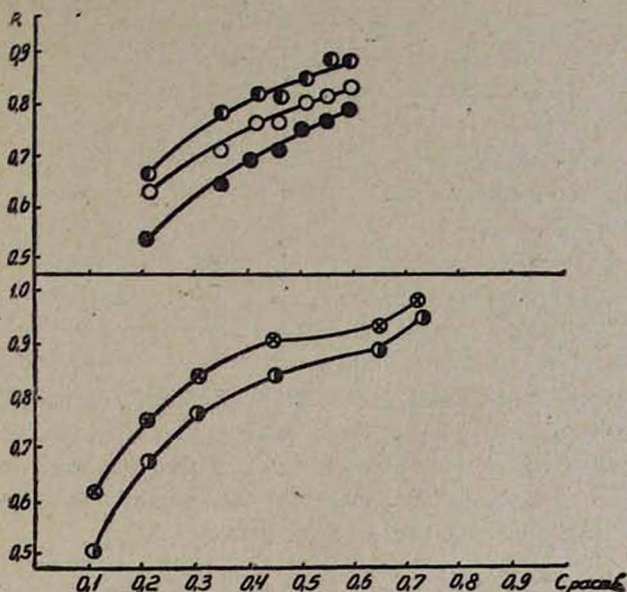


Рис. 2. Зависимость дихроичного отношения от весовой доли мета-ксилола для полос: 670 см^{-1} — $\bullet$; 690 см^{-1} — $\circ$; 770 см^{-1} — $\bullet$ и пара-ксилола для полос: 670 см^{-1} — $\times$; 795 см^{-1} — $\circ$.

ориентированных молекул в образце, что приводит к уменьшению дихроичного отношения R для полос растворителя, соответствующих внеплоскостным деформационным колебаниям, обладающих перпендикулярным дихроизмом ($D_{\parallel} < D_{\perp}$). Как видно из рисунков, с уменьшением концентрации растворителя имеет место рост дихроизма и для полос ПХП. Такое поведение может быть объяснено тем, что присутствие растворителя в пленке как бы «растворяет» узлы сетки, образованные нехимическими связями (перехлесты, перепутывание цепи). Это, понятно, может привести к увеличению подвижности и уменьшению ориентации ПХП цепей.

Одновременное измерение дихроичного отношения R и напряжения σ , развиваемого в деформируемом образце, позволяет определить степень ориентации молекул растворителя относительно полимерной цепи. Действительно, сравнение выражений для R и σ приводит к соотношению [15] (численное значение $\sigma = (1 \div 3) \cdot 10^8 \text{ дин/см}^2$):

$$\frac{R-1}{R+2} = \frac{\sigma (3 \cos^2 \vartheta_M - 1)}{10 k T N_s}, \quad (1)$$

где k — постоянная Больцмана, T — абсолютная температура, N_s — число статистических сегментов в единице объема, ϑ_M — угол между направлением момента перехода и сегментом.

Значения $\cos^2 \vartheta_M$, вычисленные по данным деформационных внеплоскостных колебаний с использованием соотношения (1), приведены в таблице. Там же приведены вычисленные по данным оптической анизотропии значения $\cos^2 \vartheta$, где ϑ — угол между направлением перпендикуляра к плоскости ароматического кольца и статистического сегмента.

Таблица

Растворитель	$\cos^2 \theta_M$	$\cos^2 \theta$
толуол	0,24	0,27
пара-ксилол	0,26	0,25
мета-ксилол	0,27	0,28
бромбензол	0,28	0,29
нафталин	0,28	—
α -бромнафталин	—	0,27
α -метилнафталин	—	0,28

Как видно из таблицы, значения $\cos^2 \theta_M$ и $\cos^2 \theta$, рассчитанные разными методами, хорошо согласуются. Этот факт свидетельствует о том, что наблюдаемое различие анизотропии поляризуемости макромолекул в разных растворителях полностью определяется наличием ориентации молекул растворителя относительно полимерной цепи.

Ереванский государственный
университет

Поступила 10.VII.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Э. В. Фрисман и др. Высокомол. соед., 4, 1559, 1564 (1962); 6, 341 (1964).
2. Т. И. Гармонова. Вестник АГУ, сер. физ.-хим., 22, 72 (1962).
3. Э. В. Фрисман, А. К. Дадиванян, Г. А. Дюжев, ДАН СССР, 153, 1062 (1963).
4. Э. В. Фрисман, А. К. Дадиванян. Высокомол. соед., 8, 1959 (1966).
5. А. К. Дадиванян и др. Сб. Межмолекулярные взаимодействия в конденсированных средах, Киев, 1974, стр. 146.
6. А. К. Дадиванян и др. Высокомол. соед., 17, 745 (1975).
7. K. Nagai. J. Chem. Phys., 47, 4690 (1967).
8. A. N. Gent, T. H. Kuan. J. Polymer Sci., A-2, 9, 927 (1971).
9. M. Fukuda, G. L. Wilkes, R. S. Stein. J. Polymer Sci., A-2, 9, 1417 (1971).
10. А. А. Тагер и др. Высокомол. соед., 11, 2454 (1971).
11. В. М. Асланян и др. Сб. Межмолекулярные взаимодействия в конденсированных средах, Киев, 1974, стр. 152.
12. G. Kunthiko, M. Kintyoshi. Bull. Chem. Soc. Jap., 46, 1554 (1973).
13. C. Booth, C. Y. Devoy. Polymer, 12, 309 (1971).
14. H. Shih, P. Y. Flory. Macromolecules, 5, 76 (1972).
15. Л. М. Свердлов, М. А. Ковнер, Е. П. Крайнов. Колебательные спектры многоатомных молекул, Изд. Наука, М., 1970.
16. V. Shindo, R. S. Stein. J. Polymer Sci., A-2, 7, 2115 (1969).

ՄԵՐՁԱՎՈՐ ԿՈՂՄԵՆՈՐՈՇԱՅԻՆ ԿԱՐԳԸ ԵՎ ԻԿ-ԴԻԽՐՈՒՋՄԸ

Վ. Մ. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Վ. Խ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, Ա. Կ. ԴԱԴԻՎԱՆՅԱՆ

Հետազոտված է մի շարք լուծիչներում ուժեղացված պոլիբրոմադրենային ուղորդված թաղանթների իկ-դիբրոմիդը: Լուծիչի շերտերի համար ստացված իկ-դիբրոմիդը միարժեքորեն վկայում է պոլիմերային շղթայի նկատմամբ լուծիչի մոլեկուլների ուղորդվածության մասին:

Յույց է տրված, որ օպտիկական անիզոտրոպիայի արժեքների տարբերությունը տարբեր լուծիչներում պայմանավորված է պոլիմերային շղթայի նկատմամբ լուծիչի մոլեկուլների ուղղորդվածությամբ:

SHORT-RANGE ORIENTATIONAL ORDER AND INFRARED DICHROISM

W. M. ASLANYAN, W. Kh. GARIBYAN, A. K. DADIVANYAN

The infrared dichroism of oriented swollen samples of PCP is studied. It is shown, that solvent molecules are oriented with respect to polymer chains. It is shown, that the difference in the optical anisotropy of macromolecules in various solvents is caused by the orientation of solvent molecules with respect to polymer chains.

ОСОБЕННОСТИ ДИЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОГЛОЩЕНИЯ
В НЕКОТОРЫХ ХОЛЕСТЕРИЧЕСКИХ ЖИДКИХ КРИСТАЛЛАХ

С. С. СУКИАСЯН, Р. А. ВАРДАНЯН

Исследованы условия возникновения и развития дополнительных максимумов диэлектрических потерь (ДМП) в некоторых холестерических жидких кристаллах и найдены корреляции между параметрами ДМП, диэлектрической проницаемостью ϵ , количеством циклов «нагревание-охлаждение» и степенью окисления изученных веществ. Определены энергия активации и дисперсионные параметры релаксирующих молекул.

В работах [1, 2] были исследованы диэлектрические свойства холестерилacetата (ХА), холестерилкапроната (ХК) и холестерилпропионата (ХПр), в которых наблюдались дополнительные максимумы диэлектрических потерь (ДМП) в твердокристаллическом состоянии. В [1] экспериментально было показано существование ДМП в широком частотном и температурном диапазонах и сделан вывод о релаксационном характере ДМП. В настоящей работе исследуется кинетика возникновения ДМП, их энергетические и дисперсионные параметры.

Исследовались следующие члены гомологического ряда эфиров холестерина: холестерилформиат (ХФ), холестерилacetат (ХА), холестерилкапронат (ХК) и холестерилпеларгонат (ХПел). Эти вещества применялись как без специальной очистки, так и после многократной очистки. Конструкция системы электродов и методика измерений $\text{tg}\delta$ и ϵ описаны в работе [1]. В диапазоне частот от 10^5 до 10^8 гц $\text{tg}\delta$ измерялся Q-метрами Е9-4 и Е9-5А. Использовалась та же система электродов, что и при мостовых измерениях. Во всех измерениях толщина ЖК-слоя составляла 1 мм. Степень окисления определялась методом йодометрического титрования. Атмосферный воздух находился в соприкосновении с ЖК. Скорость нагревания и охлаждения вдали от фазовых переходов составляла 10 град/час, а вблизи фазовых переходов — 4÷5 град/час.

Для разделения процессов плавления и затвердевания от других эффектов приведем сначала температурную зависимость $\text{tg}\delta$. На рис. 1 (а-г) приведены кривые $\text{tg}\delta(T)$ для ХК, полученные соответственно при $f=10^2$, 10^3 , 10^4 и 10^5 гц. Поведение $\text{tg}\delta(T)$ в интервале температур от 80 до 100°C обусловлено фазовыми переходами типа ТК-ЖК-ИЖ и обратно. Об особенностях $\text{tg}\delta$, ϵ и σ при этих переходах и интерпретации их поведения в ЖК-состоянии исследованных веществ мы сообщим в наших последующих работах. В настоящем сообщении речь пойдет о максимумах $\text{tg}\delta(T)$, лежащих левее указанного выше диапазона T и названных нами дополнительными максимумами потерь (ДМП) [1]. Для наглядности изображения обоих процессов при низких частотах масштабы на рис. 1а и б с левой и правой сторон различны.

Весьма интересна кинетика образования и развития ДМП. Во время первых двух циклов измерения (циклом измерения мы называем нагрева-

ние вещества от комнатной температуры до изотропного состояния и охлаждение ее до первоначальной температуры) ДМП у очищенных эфиров холестерина отсутствуют. Начиная с $n = 3-4$ (n — номер цикла) появляются ДМП, однако амплитуда их очень мала. При увеличении n амплитуда ДМП растет, а максимум перемещается в сторону высоких T . У исследованных нами веществ заводского производства ДМП слабо проявляются с первого же цикла, но по мере увеличения n поведение ДМП

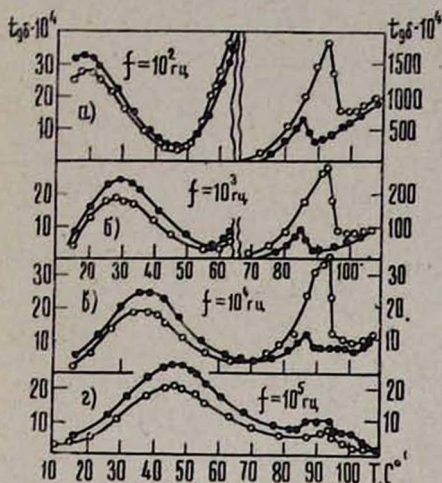


Рис. 1.

Рис. 1. Температурная зависимость $\text{tg } \delta$ ЖК: светлые точки — нагревание, темные точки — охлаждение.

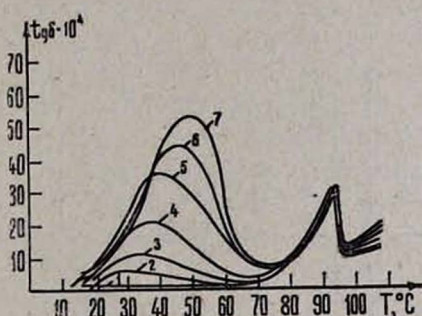


Рис. 2.

Рис. 2. Температурная зависимость ДМП для разных n при $f = 10^4$ гц:
1 — $n = 1$; 2 — $n = 2$; 3 — $n = 4$; 4 — $n = 6$;
5 — $n = 8$; 6 — $n = 11$; 7 — $n = 13$.

становится таким же, как у очищенных веществ. При одинаковых n (при условии $n > 4,5$) амплитуда ДМП у очищенных ЖК больше, чем у ЖК заводского производства.

На рис. 2 приведены кривые температурной зависимости ДМП при разных n для очищенного ЖК, измеренные при $f = 10^4$ гц. Для ХФ, ХА и ХПел получены аналогичные зависимости. Здесь, как и на рис. 1, процессы в области $80-100^\circ\text{C}$ обусловлены плавлением. Наблюдаемая кинетика развития ДМП дает основание предположить, что во время циклов «нагревание-охлаждение» происходят необратимые физико-химические процессы в объеме образца, приводящие к изменению его структуры. Таким процессом, на наш взгляд, может быть, в частности, окисление образца.

Отметим, что в работе [3] старение и потеря ЖК-свойств эфирами холестерина также связывается с их окислением. Для проверки факта окисления исследованных нами ХЖК была определена степень их окисления, причем пробы брались из измерительного электрода после каждого двух или трех циклов, для которых уже был измерен $\text{tg } \delta$. Результаты измерений представлены на рис. 3. Линейный характер кривой 2 дает осно-

вание считать n параметром, пропорциональным степени окисления. Как видно из кривых, степень окисления (кривая 2) и величина ДМП (кривая 3) увеличиваются с ростом n , причем они хорошо скоррелированы друг с другом. Таким образом экспериментально доказывается, что появление ДМП у исследованных ХЖК, безусловно, связано с окислением последних.

Из кривых рис. 1 (как при нагревании, так и при охлаждении) видно, что положение максимума ДМП смещается в сторону высоких температур при увеличении частоты, что является общим свойством релаксационных потерь. Анализ температурно-частотного поведения ДМП показывает, что смещение положения максимума ДМП в зависимости логарифма частоты от обратной температуры соответствует прямой (рис. 3, кривая 1), озна-

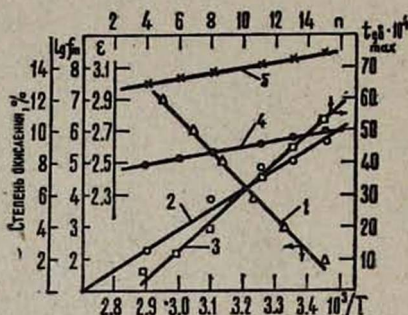


Рис. 3.

Рис. 3. Зависимости $\lg f_m$, соответствующей $\text{tg } \delta_m$, от $1/T$ (1), степени окисления (2) и $\text{tg } \delta_m$ (3) от количества циклов n и диэлектрической проницаемости от n при 70°C (4) и 100°C (5).

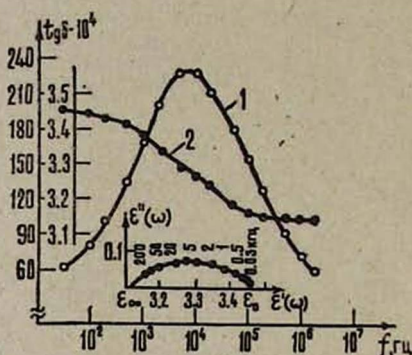


Рис. 4.

Рис. 4. Частотная зависимость $\text{tg } \delta_m$ (кривая 1), диэлектрической проницаемости (кривая 2) и диаграмма Коула—Коула (вещество—ХФ, $T = 37^\circ\text{C}$, степень окисления—примерно 20%).

чающей, что энергия активации процесса (ΔV) в рассматриваемом частотно-температурном диапазоне и для данного n не меняется. Ее величина определялась из указанной прямой согласно формуле

$$\Delta V = -2,3 R \frac{\lg f_1/f_2}{T_1^{-1} - T_2^{-1}} \quad (1)$$

и оказалась равной 48 ккал/моль.

На рис. 4 приведены кривая частотной зависимости ДМП (1), дисперсионная кривая ϵ (2) и построенная на их основе диаграмма Коула—Коула для ХФ при $T = 37^\circ\text{C}$. Степень окисления образца составляла примерно 20%. Из приведенных кривых видно, что в области максимальных потерь имеет место дисперсия ϵ , причем уменьшение величины ϵ вследствие дисперсии равно приросту ϵ из-за окисления, т. е. ϵ_∞ равна диэлектрической проницаемости ХФ в ТК-состоянии. Форма кривой диаграммы Коула—Коула представляет собой дуговой сегмент, означающий, что имеется на-

бор времен релаксации. Дисперсионная функция в таком случае, как известно [4], имеет вид

$$\varepsilon'(\omega) = \varepsilon_\infty + \frac{\varepsilon_0 - \varepsilon_\infty}{1 + (i\omega\tau_0)^{1-a}}, \quad (2)$$

где a — параметр распределения, τ_0 — наиболее вероятное значение времени релаксации. Определенные из экспериментальных кривых рис. 4 значения a и τ_0 следующие: $a = 0,467$, $\tau_0 = 2 \cdot 10^{-5}$ сек.

Механизм возникновения ДМП в случае окисления можно объяснить с помощью следующей модели. При окислении в объеме образца образуются перекисные молекулы эфира, которые являются как бы примесными молекулами в системе. Энергия взаимодействия перекисных молекул с молекулами эфира, входящими в состав кристаллической решетки, меньше, чем энергия взаимодействия последних друг с другом. Это приводит к тому, что энергетический барьер для поворота перекисных молекул становится преодолимым при обычных температурах и полях (~ 48 ккал/моль), в то время, как молекулы эфира в кристаллической решетке по-прежнему заморожены [1]. При условии $\omega\tau \approx 1$ имеет место максимальное поглощение энергии; здесь $\omega = 2\pi f$, τ — время релаксации перекисных молекул.

В пользу релаксации перекисных молекул говорит еще и тот экспериментальный факт, что ε вещества с окислением увеличивается (рис. 3, прямые 4 и 5), причем прирост ε в твердой и в жидкой (ЖК) фазах один и тот же. Последнее обстоятельство говорит о том, что перекисные молекулы в ТК-состоянии участвуют в поляризации так же свободно, как в жидком (ЖК) состоянии, и этот прирост, как уже отмечалось выше, полностью снимается во время дисперсии ε .

С ростом n соответственно увеличивается и концентрация перекисных молекул (рис. 3, кривая 2) и это механически приводит к увеличению величины ДМП (рис. 2), а ее смещение в сторону высоких температур показывает, что увеличиваются энергия активации и время релаксации и для выполнения условия $\omega\tau \approx 1$ при $\omega = \text{const}$ необходимо увеличить T . Наконец, быстрый рост ДМП у очищенных ХЖК по сравнению с ХЖК заводского производства можно объяснить тем, что последние могут содержать примеси, в частности, ионы металлов переменной валентности, которые при малых концентрациях тормозят процесс окисления [5]. При очистке они удаляются вместе с другими примесями и, следовательно, скорость окисления у очищенных ХЖК становится большей, чем у неочищенных. Отметим также, что с ростом n увеличивается электропроводность и уменьшается температура плавления исследованных веществ.

Авторы выражают благодарность Ю. К. Кабаляну за обсуждение экспериментальных данных.

ЛИТЕРАТУРА

1. С. С. Сукиасян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 72 (1976).
2. D. G. Shaw, I. W. Kauffman. Phys. Stat. Sol., 12a, 637 (1972).
3. И. И. Горина, И. Г. Чистяков. Сб. Жидкие кристаллы, Иваново, 1974.
4. K. S. Cole, R. H. Cole. J. Chem. Phys., 9, 341 (1941).
5. Р. Л. Варданян, Е. Т. Денисов. Изв. АН СССР, сер. хим., № 12, 2818 (1971).

ԴԻԷԼԵԿՏՐԻԿ ԿԼԱՆՄԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ
ՄԻ ՔԱՆԻ ԽՈԼԵՍՏԵՐԻՆԱՅԻՆ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Ս. Ս. ՍՈՒՔԻԱՍՅԱՆ, Ռ. Լ. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Ուսումնասիրված է դիէլեկտրիկ կորուստների լրացուցիչ մաքսիմումների (ԿԼՄ) առաջ-
ման և զարգացման պայմանները մի քանի խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղներում: Գտնված է
կորելյացիա ԿԼՄ-ի պարամետրերի, դիէլեկտրիկ թափանցելիության, «տաքացում-սառեցում»
ցիկլերի քանակի և հետազոտված նմուշների օքսիդացման աստիճանի միջև:

FEATURES OF DIELECTRIC ABSORPTION
IN SEVERAL ETHERS OF CHOLESTERIN

S. S. SUKIASYAN, R. L. VARDANYAN

In several cholesterol liquid crystals the conditions of formation and develop-
ment of complementary maximums of dielectric losses (CML) have been studied. The
correlation between the parameters of CML, the permittivity, the number of "hea-
ting-cooling" cycles and the depth of oxidation were found.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

СВЯЗЬ МЕЖДУ ДЕКАРТОВЫМИ И ПОЛЯРНЫМИ ВОЛНОВЫМИ
ФУНКЦИЯМИ КРУГОВОГО ОСЦИЛЛЯТОРА И ДИНАМИЧЕСКАЯ
СИММЕТРИЯ $O(3)$

Г. С. ПОГОСЯН, В. М. ТЕР-АНТОНЯН

В предыдущей работе [1] из асимптотических соображений было найдено преобразование, связывающее декартовы и полярные волновые функции кругового осциллятора. Здесь мы обсуждаем тот же вопрос с позиций скрытой или динамической группы симметрии $O(3)$, относительно которой, как известно [2], инвариантен гамильтониан кругового осциллятора.

Введем векторы состояний

$$\Phi_{n_1 n_2}(x, y) = (-i)^{n_2} \Psi_{n_1 n_2}(x, y), \quad (1)$$

$$\Phi_{pm}(r, \varphi) = (-1)^p \Psi_{pm}(r, \varphi), \quad (2)$$

где $\Psi_{n_1 n_2}(x, y)$ и $\Psi_{pm}(r, \varphi)$ — нормированные декартовы и полярные волновые функции кругового осциллятора:

$$\Psi_{n_1 n_2}(x, y) = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^{1/2} \frac{H_{n_1}(\sqrt{\lambda}x) H_{n_2}(\sqrt{\lambda}y)}{\sqrt{2^{n_1+n_2} (n_1)! (n_2)!}} e^{-\frac{\lambda}{2}(x^2+y^2)}, \quad (3)$$

$$\Psi_{pm}(r, \varphi) = \left(\frac{\lambda}{\pi}\right)^{1/2} \sqrt{\frac{\lambda^{|m|} (p+|m|)!}{(p)! (|m|)!}} \frac{r^{|m|}}{e^{-\frac{\lambda}{2}r^2}} e^{im\varphi} F(-p, |m|+1, \lambda r^2). \quad (4)$$

Квантовые числа $n_1, n_2, p, |m|$ пробегает целые неотрицательные значения, а $\lambda = m\omega/\hbar$.

Векторы состояний (1) и (2), соответствующие одному уровню энергии, связаны унитарным преобразованием [1]

$$\Phi_{n_1 n_2}(x, y) = \sum_{m=-n_1-n_2}^{n_1+n_2} d_{m, \frac{n_1-n_2}{2}}^{\frac{n_1+n_2}{2}} \left(\frac{\pi}{2}\right) \Phi_{\frac{n_1+n_2-|m|}{2}, m}(r, \varphi), \quad (5)$$

в котором суммирование ведется по значениям m , имеющим четность суммы n_1+n_2 , а d — известная функция Вигнера, фаза которой выбрана согласно монографии [3]. Соотношение (5) формально совпадает с законом преобразования волновых функций с определенным моментом и его проекцией при вращении. Покажем, что эти операторы момента совпадают с известными генераторами группы $O(3)$ кругового осциллятора. С этой целью перейдем в гамильтониане

$$\hat{H} = \frac{\hat{p}^2}{2m} + \frac{m\omega^2(x^2+y^2)}{2}$$

к безразмерным переменным $\xi = \sqrt{\lambda} x$, $\eta = \sqrt{\lambda} y$ и параметру $\varepsilon = E/\hbar\omega$. В результате уравнение Шредингера запишется в виде

$$\hat{H}\Psi = \varepsilon\Psi,$$

где

$$\hat{H} = -\frac{1}{2}\left(\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2}\right) + \frac{1}{2}(\xi^2 + \eta^2). \quad (6)$$

Гамильтониан (6) инвариантен относительно группы $O(3)$, генераторами которой являются операторы [2]

$$\begin{aligned} \hat{J}_1 &= \frac{1}{2}\left(\xi\eta - \frac{\partial^2}{\partial \xi \partial \eta}\right), \\ \hat{J}_2 &= \frac{1}{2i}\left(\xi \frac{\partial}{\partial \eta} - \eta \frac{\partial}{\partial \xi}\right), \\ \hat{J}_3 &= \frac{1}{4}\left(\xi^2 - \eta^2 - \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2}\right). \end{aligned}$$

Легко показать, что эти операторы удовлетворяют коммутационным соотношениям

$$[\hat{J}_i, \hat{J}_k] = i\epsilon_{ikl}\hat{J}_l,$$

справедливым для декартовых компонент момента, коммутируют с гамильтонианом и связаны с последним уравнением

$$\hat{J}^2 = \hat{J}_1^2 + \hat{J}_2^2 + \hat{J}_3^2 = \frac{1}{4}(\hat{H}^2 - 1).$$

Пользуясь явным видом операторов $\hat{J}_i$, находим

$$\begin{aligned} \hat{J}^2 \Phi_{n_1 n_2}(x, y) &= \frac{n_1 + n_2}{2} \left(\frac{n_1 + n_2}{2} + 1 \right) \Phi_{n_1 n_2}(x, y), \\ \hat{J}_3 \Phi_{n_1 n_2}(x, y) &= \frac{n_1 - n_2}{2} \Phi_{n_1 n_2}(x, y), \\ \hat{J}^2 \Phi_{pm}(r, \varphi) &= \left(p + \frac{|m|}{2} \right) \left(p + \frac{|m|}{2} + 1 \right) \Phi_{pm}(r, \varphi), \\ \hat{J}_3 \Phi_{pm}(r, \varphi) &= \frac{m}{2} \Phi_{pm}(r, \varphi). \end{aligned}$$

Следовательно, переход от декартовых координат к полярным есть вращение трехмерной системы координат на угол $\pi/2$ вокруг оси, вдоль которой берется проекция $\hat{J}_1$. Таким образом, появление d -функции в преобразовании (5) тесно связано с динамической группой симметрии кругового осциллятора.

ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Погосян, В. М. Тер-Антонян, Г. Т. Торосян. Препринт ПАРФ-77-04, Ереван, 1977.
2. С. П. Аллилуев. ЖЭТФ, 33, 200 (1957).
3. Д. А. Варшавский, А. Н. Москалёв, В. К. Херсонский. Квантовая теория углового момента, Изд. Наука, Л., 1975.

ՇՐՋԱՆԱՅԻՆ ՕՍՑԻԼՅԱՏՈՐԻ ԴԵԿԱՐՏԻԱՆ ԵՎ ԲԵՎԵՌԱՅԻՆ ԱԼԻԳԵՆԻ
ՖՈՒՆԿՑԻԱՆԵՐԻ ԿԱՊԸ ԵՎ ԴԻՆԱՄԻԿ $O(3)$ ՀԱՄԱՉԱՓՈՒԹՅՈՒՆԸ

Գ. Ս. ՊՈԳՈՍՅԱՆ, Վ. Մ. ՏԵՐ-ԱՆՏՈՆՅԱՆ

Դիտարկված է շրջանային օսցիլյատորի դեկարտյան և բևեռային ալիքային ֆունկցիաների կապը թաքնված $O(3)$ համաչափության տեսանկյունից:

THE CONNECTION BETWEEN CARTESIAN AND POLAR WAVE FUNCTIONS OF A CIRCULAR OSCILLATOR AND THE DINAMICAL $O(3)$ SYMMETRY

G. S. POGOSYAN, V. M. TER-ANTONYAN

A direct connection between the Cartesian and polar wave functions of circular oscillator is discussed from the latent $O(3)$ symmetry viewpoint.

ВОЗБУЖДЕНИЕ И УСИЛЕНИЕ АНТИСТОКСОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ ШИРОКОПОЛОСНОЙ НАКАЧКИ

Г. П. ДЖОТЯН

1. В работах, посвященных вынужденному комбинационному рассеянию (ВКР) накачки с широким частотным спектром (см., например, [1]), в основном исследовалось поведение стоксовой волны без учета рассеяния в антистоксову и высшие стоксовы области частот. Рассмотрение же вопросов, связанных с возбуждением и усилением антистоксовых и высших стоксовых компонент рассеяния, встречало большие математические трудности. В настоящей работе на примере исследования возбуждения и усиления антистоксовой компоненты широкополосной накачки показано, что использование многомодовой модели немонахроматической накачки [2, 3] позволяет обойти эти трудности и достаточно просто учесть влияние рассеяния в антистоксову область на процесс ВКР.

2. Предположим, что на входе в комбинационно-активную среду ($z=0$) амплитуда накачки A_n (со средней частотой ω_n) имеет вид

$$A_n(z=0, t) = \sum_{n=-N}^N A_n^0 e^{in\Omega t}, \quad (1)$$

где $2N+1=M$ — число мод входной накачки.

Система укороченных уравнений, описывающих ВКР с учетом рассеяния в антистоксову область, при представлении амплитуд стоксовой $A_c(\omega_c = \omega_n - \omega_0)$ и антистоксовой $A_a(\omega_a = \omega_n + \omega_0)$ волн в виде (1):

$$A_c(z, \eta) = \sum_n a_{cn}(z) e^{in\Omega\eta}, \quad A_a(z, \eta) = \sum_n a_{an}(z) e^{in\Omega\eta} \quad (2)$$

в приближении одномодовости волны молекулярных колебаний ($\Omega T_2 \gg 1$ [2—4]) и при заданном поле накачки имеет вид

$$\frac{d}{dz} a_{cn} + (i\gamma_1 \Omega n + \alpha_c) a_{cn} = \frac{g}{2} A_n^0 R(z), \quad (3)$$

$$\frac{d}{dz} a_{an} + [i(\gamma_2 \Omega n + \Delta) + \alpha_a] a_{an} = \frac{g}{2} \frac{\omega_a}{\omega_c} A_n^0 R^*(z).$$

В (2) и (3) приняты следующие обозначения:

$$R(z) = \sum_n A_n^0 a_{cn}(z) - \sum_n A_n^0 a_{an}^*(z), \quad \eta = t - z/u_n, \quad \gamma_{1,2} = 1/u_{c,a} - 1/u_n,$$

u_c, u_a, u_n — групповые скорости волн стоксовой, антистоксовой и накачки, g — фактор усиления при ВКР, $\Delta = 2k_n - k_c - k_a$ — волновая

расстройка (k_c ; k_a , k_n — волновые числа соответствующих волн), α_c и α_a — линейные нерезонансные потери стоксовой и антистоксовой волн.

Полагая $a_{cn} \sim e^{\Gamma z}$ и $a_{an}^* \sim e^{\Gamma z}$, из (3) найдем уравнение для инкрементов Γ [3]:

$$\sum_{n=-N}^N \left[\frac{1}{\Gamma + i\nu_1 \Omega_n + \alpha_c} - \frac{\alpha}{\Gamma - i\nu_2 \Omega_n - i\Delta + \alpha_a} \right] I_{nn}^0 = \frac{2}{g}, \quad (4)$$

где $\alpha = \omega_a/\omega_c$, I_{nn}^0 — интенсивность n -ой моды накачки. При пренебрежении рассеянием в антистоксову область в случае больших Δ или α_a из (3) получаем уравнение для инкрементов стоксовой волны, приведенное в [2]. Из (4) следует, что в когерентном режиме ВКР при $|\Gamma| \gg \nu \Delta \omega_n / 2$ ($\Delta \omega_n = M\Omega$, $\nu_1 \simeq -\nu_2 = \nu$)

$$\Gamma_{1,2} = - \frac{(\alpha_c + \alpha_a) - i\Delta + (\alpha - 1) g I_{n0}/2}{2} \pm \quad (5)$$

$$\pm \sqrt{\frac{[\alpha_c + \alpha_a - i\Delta + (\alpha - 1) g I_{n0}/2]^2}{4} - \left[\alpha_c (\alpha_a - i\Delta) - \frac{g I_{n0}}{2} (\alpha_a - \alpha \alpha_c - i\Delta) \right]},$$

где $I_{n0} = \sum_{n=-N}^N |A_n^0|^2$. Эти значения инкрементов реализуются при интенсивности входной накачки $I_{n0} \gg I_{kr} = \max \{J_i\}$ ($i = 1, 2$), где J_i определяются из уравнения

$$|\Gamma_i(I_{n0} = J_i)| = \frac{1}{2} |\nu| \Delta \omega_n. \quad (6)$$

Общее решение системы уравнений (3) имеет вид

$$a_{cn}(z) = a_{cn}^0 e^{-\alpha_c z} + \frac{A_n^0}{I_{n0}} b (e^{\Gamma_1 z} - e^{-\alpha_c z}), \quad (7)$$

$$a_{an}(z) = a_{an}^0 e^{-(\alpha_a + i\Delta)z} + \frac{\omega_a}{\omega_c} \frac{A_n^0}{I_{n0}} \frac{b^* (\alpha_c + \Gamma_1^*)}{\Gamma_1 + \alpha_a + i\Delta} [e^{\Gamma_1^* z} - e^{-(\alpha_a + i\Delta)z}],$$

где

$$b = \frac{1}{\Gamma_1 - \Gamma_2} \left\{ \left(\frac{g I_{n0}}{2} - \alpha_c - \Gamma_2 \right) \sum_{n=-N}^N A_n^{0*} a_{cn}^0 - \frac{g I_{n0}}{2} \sum_{n=-N}^N A_n^0 a_{an}^{0*} \right\}. \quad (8)$$

В (7) опущены члены, экспоненциально убывающие с инкрементом Γ_2 .

Отметим, что несмотря на совпадение инкремента усиления взаимодействующих волн в рассматриваемом случае с инкрементом усиления при монохроматической волне накачки (см., например, [5]) структура решения (7) существенно отличается от структуры решения, полученного в [5]. В частности, из (7) и (8) видно, что эффективность ВКР существенно зависит от корреляции спектров стоксовой волны и накачки на входе в среду:

например, при $\sum_{n=-N}^N A_n^{0*} a_{en}^0 = \sum_{n=-N}^N A_n^0 a_{en}^{0*} = 0$ имеет место «интерференционное» подавление ВКР. При достаточно большом усилении спектральные распределения стоксовой и антистоксовой волн повторяют спектральное распределение накачки.

Ереванский государственный
университет

Поступила 14.VII.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. Ю. Е. Дьяков. Краткие сообщения по физике, № 7, 49 (1971).
С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков, А. С. Чиркин. Письма ЖЭТФ, 18, 724 (1971).
Ю. Е. Дьяков. Краткие сообщения по физике, № 4, 23 (1973).
Г. А. Пасманик, Г. И. Фрейдман. Квантовая электроника, 1, 547 (1974).
2. С. А. Ахманов, Ю. Е. Дьяков. Письма ЖЭТФ, 18, 519 (1973).
3. Г. П. Джотян и др. Тезисы докладов VII Всесоюз. конф. по нелинейной и когерентной оптике, МГУ, 1974, стр. 359.
4. Г. П. Джотян, Ю. Е. Дьяков. Вестник МГУ, Физика, 18, 68 (1977).
Г. П. Джотян и др. ЖЭТФ, 73, 822 (1977).
5. Ю. Е. Дьяков. Краткие сообщения по физике, № 12, 34 (1973).

ԱՆՏԻՍՏՈՔՍՅԱՆ ԱԼԻՔԻ ԳՐԴՈՒՄԸ ԵՎ ՈՒՃԵՂԱՑՈՒՄԸ ԼԱՅՆ ՍՊԵԿՏՐՈՎ ՄՂՄԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՈՒՄՈՎ ՀԱՐԿԱԴՐԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Գ. Պ. ԶՈԹՅԱՆ

Էլեկտրոնային ճառագայթի հարկադրական կոմբինացիոն ցրման պրոցեսի վրա անտիստոքսյան կոմպոնենտի գրգռման և ուժեղացման ազդեցության հետազոտության արդյունքները: Ցույց է տրվում, որ բավականաչափ մեծ ուժեղացման դեպքում ստոքսյան և անտիստոքսյան ալիքների սպեկտրալ բաշխումները կարող են կրկնել մղումի սպեկտրալ բաշխումը:

EXCITATION AND AMPLIFICATION OF AN ANTISTOKES WAVE AT THE STIMULATED RAMAN SCATTERING OF THE PUMP RADIATION WITH BROAD FREQUENCY SPECTRUM

G. P. DZHOTYAN

The influence of the excitation and amplification of an antistokes component on the process of stimulated Raman scattering was investigated. It is shown that in the case of sufficient amplification the spectral distributions of stokes and antistokes waves repeat the spectral distribution of pump radiation.

ИССЛЕДОВАНИЕ УСЛОВИЙ ВЫРАЩИВАНИЯ КРИСТАЛЛОВ НИОБАТА КАЛИЯ-ЛИТИЯ В СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ФАЗЕ

Л. М. КАЗАРЯН

Известно [1, 2], что ниобат калия-лития (КЛН) имеет структуру заполненной кали-вольфрамовой бронзы и является одним из перспективных материалов для квантовой электроники. Известно также [2], что твердые растворы с содержанием пятиокси ниобия (Nb_2O_5) от 51 до 55 мольн. % обладают сегнетоэлектрическими свойствами, и их состав можно выразить формулой $(K_2O)_{0,3}(Li_2O)_{0,7-x}(Nb_2O_5)_x$, где $x = 0,51 \div 0,55$.

Качественно легко можно отличить сегнетоэлектрическую фазу КЛН от других фаз:

1) с помощью проверки образцов на генерацию второй гармоники (ГВГ) от излучения $YAG:Nd^{3+}$; при комнатной температуре ГВГ на керамических и кристаллических образцах наблюдалась только при значениях $0,513 \leq x \leq 0,55$;

2) с помощью измерения температурной зависимости диэлектрической проницаемости $\epsilon(T)$; у этих образцов температура Кюри (T_c) изменяется в широком интервале от 340 до 575°C при изменении x от 0,55 до 0,513; по данным [2] и [4] она изменяется соответственно

от 326 до 540°C при $0,55 \geq x \geq 0,51$,

от 400 до 560°C при $0,55 \geq x \geq 0,515$.

Для изучения условий формирования сегнетоэлектрической фазы КЛН нами были выращены кристаллы из составов с x от 0,44 до 0,56 через каждый мольн. %. Данные химического анализа этих кристаллов показали, что содержание окиси калия (K_2O) в них остается постоянным и равным ее содержанию в расплаве, в то время как содержание окиси лития (Li_2O) уменьшается, а пятиокси ниобия, наоборот, увеличивается. Следовательно, определение содержания только одного из изменяющихся компонентов (в данном случае — Nb_2O_5) достаточно для определения состава кристалла.

На рис. 1 приведен график зависимости T_c от содержания Nb_2O_5 , построенный по данным измерения диэлектрической проницаемости в зависимости от температуры на керамических образцах разных составов. Измерения проводились на частоте 600 кГц. При помощи этой кривой также можно определить состав кристаллов. Сравнивая таким образом составы шихты и кристалла, мы пришли к выводу, что сегнетоэлектрические кристаллы КЛН можно получить из шихты, где $0,44 \leq x \leq 0,46$.

Для выращивания кристаллов нами был выбран состав с $x = 0,45$. Кристаллы выращивались методом Чохральского. Контейнером служил платиновый тигель размером $40 \times 1,5 \times 40$ мм³. Скорости вытягивания и вра-

ждения составляли соответственно 0,7 мм/час и 60 об/мин. Средний температурный градиент в расплаве составлял 15 град/см. Создание такого градиента приводило к появлению соответствующих конвекционных потоков, с помощью которых осуществлялось питание затравки. При этом

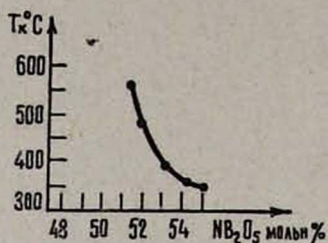


Рис. 1.

Рис. 1. Зависимость температуры Кюри от содержания Nb_2O_5 .

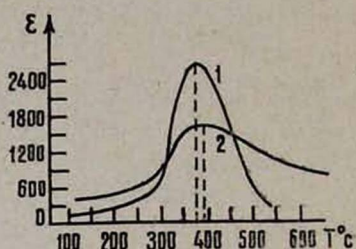


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость диэлектрической постоянной от температуры.

затравка опускалась в расплав при температуре, на 10—15° превышающей температуру кристаллизации. Затем температура медленно снижалась, пока не начиналось разрастание затравки до требуемого диаметра, и только после этого включался механизм вытягивания. Дальнейший рост проводился при стационарном диаметре, поддержанию которого способствовала появляющаяся при этом огранка кристалла [3]. Изменение диаметра в процессе роста приводило к захвату расплава. Необходимо отметить также, что важное значение имеет температура затравления, так как в зависимости от этого выращенные кристаллы могут быть прозрачными, иметь макровключения расплава, вплоть до образования поликристаллических образцов.

Из одного и того же расплава была выращена серия кристаллов без добавления шихты после каждого процесса. Все кристаллы имели разные параметры ячеек и, следовательно, разные составы. В таблице приведены

Таблица

Параметры ячейки (Å)	x_1 (мольн. %)	x_2 (мольн. %)	x_3 (мольн. %)	T_c (°C)
$A_1 = 12,56$ $c_1 = 3,994$	54,0	53,8	54,0	375
$A_2 = 12,580$ $c_2 = 4,010$	53,7	53,4	53,6	350

параметры ячеек двух кристаллов, выращенных один за другим, и оценки для параметра x . Значение x_1 определено из зависимости параметров ячейки от содержания Nb_2O_5 согласно [4], x_2 — из зависимости температуры Кюри от содержания Nb_2O_5 , x_3 — из данных химического анализа. Температура T_c определена из зависимости диэлектрической постоянной от температуры (рис. 2).

Из таблицы видно, что состав кристаллов изменяется от процесса к процессу. Следовательно, для получения воспроизводимых результатов по содержанию составных компонентов в кристаллах необходимо после каждого процесса выращивания вводить в расплав добавки, корректирующие его состав, с учетом результатов анализа.

Автор признателен Х. С. Багдасарову, Э. С. Вартаняну и В. Т. Габриеляну за обсуждение результатов и помощь в работе.

Институт физических исследований
АН АрмССР

Поступила 16.IX.1977

ЛИТЕРАТУРА

1. L. G. Van Urt et al. Appl. Phys. Lett., 11, 161 (1967).
2. T. Nagai, T. Ikeda. Jap. J. Appl. Phys., 12, 199 (1973).
3. Р. Н. Баласанян и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 11, 316 (1976).
4. B. A. Scott et al. Mater. Res. Bull., 5, 47 (1970).

ԿԱԼԻՈՒՄ-ԼԻԹԻՈՒՄ ՆԻՈԲԱՏԻ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ԱՃԵՑՄԱՆ
ՊԱՅՄԱՆՆԵՐԻ ՀԵՏԱԶՈՏՈՒՄԸ ՍԵԳՆԵՏՈՒԷԼԵԿՏՐԻԿ ՖԱԶՈՒՄ

Լ. Մ. ԿԱԶԱՐՅԱՆ

Որոշված է բովանդակում կոմպոնենտների այնպիսի պարունակությունը, որի դեպքում հնարավոր է ստանալ սեգնետոէլեկտրիկ ֆազում կալիում-լիթիում նիոբատի բյուրեղներ, և հետազոտված են նրանց աճեցման պայմանները:

THE STUDY OF THE GROWTH OF CALIUM-LITHIUM NIOBATE CRYSTALS IN THE SYGNETOELECTRIC

L. M. KAZARYAN

The composition of components in the baked-mixture was determined at which the calium-lithium niobate crystals can be obtained in the sygnetolectric phase and the conditions of their growth were investigated.

Բ Ո Վ Ա Ն Դ Ա Կ Ո Ւ Թ Յ Ո Ւ Ն

Ա. Գ. Խառատյան, Բարդ Համակարգերի վիճակների ստացման մասին	167
Վ. Վ. Ավագյան, Ա. Տ. Հավունջյան, Կ. Գ. Անտոնյան, Ս. Պ. Ղազարյան, Ս. Ա. Քանեֆանյան, Ա. Հ. Հովհաննիսյան, Ա. Գ. Թամանյան. 500 ÷ 5000 ԳէՎ էներգիայով տիեզերական հազրոնների փոխազդեցության բնութագրերի ուսումնասիրման սարքի՝ ռենտգենյան անցումային ճառագայթման դետեկտորի հաշվարկը Մոնթե-Կառլոյի մեթոդով	172
Է. Մ. Ղազարյան, Կ. Ի. Կաբախանյան, Պ. Հ. Բեգիբաբյան, Ս. Կ. Ավետիսյան. Ռենտգենյան K-կլանման տեսության վերաբերյալ	179
Վ. Մ. Հաբուքյունյան, Վ. Վ. Բունիարյան. Խառնուրդային մակարդակներում ինժեկցիոն լիցքակիրների զրավման աղղեցությունը ինժեկցիոն-թոփքային դիոդների բնութագրերի վրա	189
Ա. Ս. Բուզակ, Յու. Վ. Գուլյան, Վ. Վ. Դենիսենկո, Ժ. Ն. Սմբատյան. Փոփոխական էլեկտրական դաշտում գտնվող կիսահաղորդիչներում ակուստոէլեկտրոնային երեւույթների տեսության մասին	195
Ռ. Հ. Դասաբաբյան. Քվանտային ակուստոէլեկտրական փոխազդեցությունը բարակ պլեզոկիսահաղորդչային թաղանթներում	202
Ժ. Մ. Հովսեփյան. Գերբարձր հաճախային տատանումների ռեզոնանսով ուժեղացման մի տեսակի մասին	207
Ս. Մ. Մարտիրոսյան, Վ. Ի. Կուլեշով. Զոնավող ճառագայթով անտենաների հեռավոր գոտին	211
Հ. Ռ. Մկրտչյան, Գ. Ա. Հաբուքյունյան, Մ. Պուլատով, Ա. Ռ. Մկրտչյան. Մագնիտի իզոմորֆ փոխադրումը երկվալինտ երկաթով լցված լիգանդային-վոլտանոմետրում	217
Ա. Հ. Աբրյան, Ֆ. Հ. Էյրամյան. Բադի դիֆուզիայի աղղեցությունը ռենտգենաինտերֆերենցիոն մուսիկ պատկերի վրա	221
Վ. Մ. Ասլանյան, Վ. Խ. Ղաբիրյան, Ա. Կ. Դադիվանյան. Մերձավոր կողմնորոշային կարգը և ԻԿ-դիստրիբյուցիան	225
Ս. Ս. Սուրիսյան, Ռ. Լ. Վարդանյան. Դիէլեկտրիկ կլանման առանձնահատկությունները մի քանի խոլեստերինային հեղուկ բյուրեղներում	230

Համառոտ հաղորդումներ

Գ. Ս. Պողոսյան, Վ. Մ. Տեր-Անտոնյան. Շրջանային օսցիլյատորի դեկարտյան և բևեռային ալիքային ֆունկցիաների կապը և դինամիկ $O(3)$ համաչափությունը	235
Գ. Պ. Զորյան. Անտիստորքայան ալիքի զրգռումը և ուժեղացումը լայն ապակալով մղման ճառագայթումով հարկադրական կոմբինացիոն ջրման ժամանակ	238
Լ. Մ. Ղազարյան. Կալիում-լիթիում նիոբատի բյուրեղների աճեցման պայմանների հետազոտումը սեզնետոէլեկտրիկ ֆազում	241

СОДЕРЖАНИЕ

С. Г. Харатян. О приготовлении состояний составных систем	167
В. В. Авакян, А. Т. Авунджян, К. Г. Антонян, С. П. Казарян, С. А. Канкян, А. Г. Оганесян, А. С. Саркисян, А. Г. Таманян. Расчет методом Монте— Карло РПИ-детектора установки для исследования характеристик взаимо— действия адронов космических лучей с энергией 500—5000 Гэв	172
Э. М. Казарян, К. И. Караханян, П. А. Безирганян, С. К. Аветисян. К теории рент— геновского К-поглощения	179
В. М. Арутюнян, В. В. Бунцянян. Влияние захвата на ловушки инжектированных в пролетное пространство носителей заряда на характеристики инжекцион— но-пролетных диодов	189
А. С. Бугаев, Ю. В. Гуляев, В. В. Денисенко, Ж. Е. Смбалян. К теории акусто— электронных явлений в полупроводниках в переменном электрическом поле	195
Р. А. Гаспарян. Квантовое акустоэлектрическое взаимодействие в тонких пьезо— полупроводниковых пленках	202
Ж. М. Овсепян. Об одном виде регенеративного усиления СВЧ колебаний	207
С. М. Мартиросян, В. И. Кулешов. Дальняя зона антенны с качанием луча	211
Г. Р. Мкртчян, Г. А. Арутюнян, М. Пулатов, А. Р. Мкртчян. Об изоморфном за— мещении магния железом в людвигите-вонсените	217
А. О. Абоян, Ф. О. Эйбрамджян. Влияние диффузии бора на рентгеноинтерферен— ционную муаровую картину	221
В. М. Аслакян, В. Х. Гарибян, А. К. Дадиванян. Ближний ориентационный поряд— ок и ИК-дихроизм	225
С. С. Сукиасян, Р. Л. Варданян. Особенности диэлектрического поглощения в не— которых холестерических жидких кристаллах	230

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Г. С. Погосян, В. М. Тер-Антонян. Связь между декартовыми и полярными вол— новыми функциями кругового осциллятора и динамическая симметрия $O(3)$	235
Г. П. Джотян. Возбуждение и усиление антистоксовой волны при вынужденном комбинационном рассеянии широкополосной накачки	238
Л. М. Казарян. Исследование условий выращивания кристаллов нобата калия— лития в сегнетоэлектрической фазе	241

