ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1983

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

Известия Академии наук Армянской ССР, Физика, 1983

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 18, вып. 4, 197—205 (1983)

УДК 538.56;539.12

ЯВЛЕНИЕ ТОРЦЕВОЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИИ ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КОНЕЧНОЙ СТОПКИ ПЛАСТИН ПРИ БОЛЬШИХ ЭНЕРГИЯХ ЧАСТИЦЫ

Г. М. ГАРИБЯН, ЯН ШИ

Ереванский физический институт

А. Л. АВАКЯН

Ереванский политехнический институт

(Поступила в редакцию 5 января 1983 г.)

Показано, что при больших энергиях частицы, в частотном спектре переходного излучения стопки, состоящей из конечного числа пластин, возникают новые ненасыщающиеся максимумы, обусловленные интерференцией излучения на торцах стопки. Эти максимумы приводят к росту полной интенсивности переходного излучения с увеличением лоренц-фактора частицы.

1. Введение

Как известно, полная интенсивность рентгеновского переходного излучения, образованного на границе раздела сред, линейно зависит от лоренц-фактора γ заряженной частицы [1, 2]. Для пластины конечной толщины a указанная линейная γ зависимость постепенно ослабевает и при $\gamma \gg a\,\omega_0/c$ (ω_0 — плазменная частота вещества пластины, c — скорость света) становится приблизительно логарифмической. В случае же регулярной стопки, состоящей из большого числа N пластин, существовало представление (см., например, [3—5]), что при достаточно больших значениях γ как полная, так и частотная интенсивности излучения выходят на насыщение, т. е. перестают зависеть от γ.

Вместе с тем при достаточно больших значениях γ зоны формирования излучения для соответствующих частот ω становятся большими по сравнению как с толщиной a отдельных пластин стопки, так и с расстоянием b между пластинами. А поскольку реальная стопка всегда состоит из конечного числа пластин, т. е. имеет конечный продольный размер, то при соответствующих значеиях γ и ω стопка начинает излучать как одна эквивалентная пластина с конечной толщиной $N(a+b)$ [6—8], и, следовательно, частотная и полная интенсивности излучения не должны насыщаться, а должны продолжать монотонно расти с увеличением γ [8]. Кроме того, когда зона формирования излучения (для «усредненного» вещества стопки) станет порядка продольного размера стопки, в принципе может возникнуть интерференция излучения на торцах стопки, и в частотном спектре должны появиться новые максимумы, не насыщающиеся с ростом γ.

Эти ненасыщающиеся максимумы в частотном спектре излучения, обусловленные «торцевой интерференцией» в стопке, ранее не исследовались ни теоретически, ни экспериментально. В [3—5] для вычисления частотного спектра использовалась приближенная формула, которая неприменима в случае, когда зона формирования становится порядка продольного размера стопки (подробнее см. ниже). Корректная формула для вычисления спектра была предложена еще в [9—11], однако она специально не использовалась для исследования явления торцевой интерференции.

В настоящей работе проводится такое исследование. Найдены ненасыщающиеся максимумы, обусловленные торцевой интерференцией, и выяснена γ-зависимость суммарной интенсивности излучения с учетом указанных максимумов. Общий анализ подтверждается и иллюстрируется численным расчетом. Полученные результаты имеют принципиальное значение с точки зрения теории переходного излучения и его практического использования для идентификации частиц с большими значениями γ.

2. Насыщение по приближенной формуле

При расчете частотной интенсивности и полной энергии рентгеновского переходного излучения (РПИ), образованного в регулярной стопке, состоящей из большого числа N пластин с малым поглощением, обычно пользуются приближенной формулой в виде суммы ряда [12, 13] (см. также [3]):

$$\frac{dW}{d\omega}=\sum_{n=1,2,3,\ldots}\frac{4e^2N_{\text{эфф}}|1-\varepsilon|^2}{\omega(a+b)}\vartheta_n^2\times$$

$$\times\frac{(1-e^{-\eta a/2})^2+4e^{-\eta a/2}\sin^2\left[\frac{\omega a}{4c}\left(\vartheta_n^2+\gamma^{-2}+\omega_0^2/\omega^2\right)\right]}{(\vartheta_n^2+\gamma^{-2})^2|\vartheta_n^2+\gamma^{-2}+1-\varepsilon|^2}\equiv\sum_{n=1,2,3,\ldots}B_n,\quad(1)$$

где

$$N_{\text{эфф}}=(1-e^{-N\eta a})/(1-e^{-\eta a}),$$

$$\vartheta_n^2=\frac{4\pi c}{\omega(a+b)}\left(n-A+\operatorname{entier}(A)\right),\qquad(2)$$

$$A=\frac{\omega(a+b)}{4\pi c}\left[\frac{a\omega_0^2}{(a+b)\omega^2}+\gamma^{-2}\right],$$

η и $\varepsilon=1-\omega_0^2/\omega^2+i\eta c/\omega$ — соответственно линейный коэффициент поглощения и комплексная диэлектрическая проницаемость вещества пластин, e — заряд частицы, entier (A) — наибольшее целое число, не превышающее значение A. Пластины стопки расположены в вакууме, $\gamma\gg1$.

Согласно формуле (1) величина $dW/d\omega$ становится не зависящей от γ при достаточно больших значениях γ. В связи с этим говорят о насыщении спектра и полной энергии РПИ в стопке [3—5]. В случае, когда $b\gg a$ и $N_{\text{эфф}}\gg1$, насыщение наступает при значениях [5]

$$\gamma>\frac{\sqrt{ab}\,\omega_0}{c}.\qquad(3)$$

3. Корректная формула для конечной стопки

Однако анализ показывает [14, 9], что формула (1) не всегда адекватно описывает спектральную интенсивность излучения в стопке, состоящей из конечного числа пластин. В действительности эта величина определяется как интеграл по углу ϑ от частотно-углового распределения интенсивности

$$\frac{d^2W}{d\omega d\vartheta}=\frac{2e^2}{\pi c}\frac{|1-\varepsilon|^2\vartheta^3}{(\gamma^{-2}+\vartheta^2)^2\,|\gamma^{-2}+\vartheta^2+1-\varepsilon|^2}F_{пл}F_{ст}, \tag{4}$$

где

$$F_{пл}=(1-e^{-\eta_1 a/2})^2+4e^{-\eta_1 a/2}\sin^2\left[\frac{\omega a}{4c}(\vartheta^2+\gamma^{-2}+\omega_0^2/\omega^2)\right],$$

$$F_{ст}=\frac{(1-e^{-N\eta_1 a/2})^2+4e^{-N\eta_1 a/2}\sin^2 NX}{(1-e^{-\eta_1 a/2})^2+4e^{-\eta_1 a/2}\sin^2 X}, \tag{5}$$

$$X=\frac{\omega(a+b)}{4c}\left[\frac{a\omega_0^2}{(a+b)\omega^2}+\gamma^{-2}+\vartheta^2\right].$$

При значениях

$$N_{эфф}\gg 1 \tag{6}$$

интерференционный фактор $F_{ст}$ состоит из отдельных резких максимумов („резонансов“), приходящихся на углы ϑ_n (см. (2)). Если выполняется также условие [14, 9]

$$\frac{N_{эфф}(a+b)\omega}{c\gamma^2}\gg 1, \tag{7}$$

фактор $F_{ст}$ можно заменить на сумму соответствующих δ-функций*. Тогда после интегрирования по ϑ мы получим (1). При увеличении γ условие (7) перестает выполняться. Тогда указанную замену в окрестности первого максимума, соответствующего углу ϑ_1, вообще говоря, делать нельзя, и частотная интенсивность излучения в этом случае должна определяться формулой [9] (условие (6) предполагается выполненным)

$$\frac{dW}{d\omega}=\int\limits_0^{\vartheta_1'}\frac{d^2W}{d\omega d\vartheta}d\vartheta+\sum_{n=2,3,\dots}B_n, \tag{8}$$

где $\vartheta_1'=\sqrt{(\vartheta_1^2+\vartheta_2^2)/2}$, а знак суммы означает суммирование по формуле (1) без первого слагаемого, соответствующего $n=1$.

Интеграл, входящий в (8), при больших γ продолжает увеличиваться с ростом γ из-за максимума подынтегральной функции (4) при $\vartheta\sim\gamma^{-1}$, характерного для переходного излучения, образованного на каждой границе раздела сред. В общем случае получить аналитическое выражение этого интеграла не удается. Однако при достаточно больших γ его можно вычислить с хорошей точностью.

Пусть

$$\frac{N(a+b)\omega}{4c\gamma^2}\ll 1, \tag{9}$$

---

* Этот вопрос обсуждался также в работах [15, 16].

и, кроме того, пусть существует угол ϑ_l, такой, что, с одной стороны,

$$\vartheta_l \gg \gamma^{-1}, \tag{10}$$

а с другой

$$\frac{N(a+b)\,\omega\vartheta_l^2}{4c} \ll 1. \tag{11}$$

Тогда при $\vartheta \leqslant \vartheta_l$ произведение $F_{\text{пл}} F_{\text{ст}}$ в формуле (4) можно заменить на фактор

$$F_{\text{пл}}^{\text{экв}} = (1 - e^{-N\eta a/2})^2 + 4\,e^{-N\eta a/2} \sin^2\left(\frac{Na\omega_0^2}{4\,\omega c}\right), \tag{12}$$

не зависящий от ϑ.

Интеграл в формуле (8) можно разбить на два: от нуля до ϑ_l и от ϑ_l до ϑ_1'. Первый интеграл после указанной замены $F_{\text{пл}} F_{\text{ст}}$ на $F_{\text{пл}}^{\text{экв}}$ можно вычислить аналитически. Второй интеграл с хорошей точностью равен слагаемому суммы (1), соответствующему $n = 1$. В результате получим

$$\frac{dW}{d\omega} = \int_0^{\vartheta_l} \frac{d^2W}{d\omega d\vartheta}\,d\vartheta + \sum_{n=1,\,2,\,3,\dots} B_n, \tag{13}$$

где (при $\eta c/\omega \ll \omega_0^2/\omega^2$)

$$\int_0^{\vartheta_l} \frac{d^2W}{d\omega d\vartheta}\,d\vartheta = \frac{e^2}{\pi c}\left[\frac{2+p}{p} \ln \frac{\vartheta_l^2\gamma^2(p+1)}{\vartheta_l^2\gamma^2+p} - \frac{\vartheta_l^2\gamma^2}{\vartheta_l^2\gamma^2+p} - 1\right] F_{\text{пл}}^{\text{экв}},$$

$$p = \frac{\omega_0^2\gamma^2}{\omega^2}. \tag{14}$$

Из формул (13) и (14) явно видно, что при достаточно больших γ частотная интенсивность переходного излучения, образованного в стопке из конечного числа пластин, логарифмически растет с увеличением γ.

4. Торцевая интерференция и ненасыщающиеся максимумы

Выясним, в какой частотной области спектр излучения существенно зависит от γ. Известно, что с возрастанием γ увеличиваются зоны формирования переходного излучения

$$z_{\text{вак}}(\vartheta) = \frac{2\pi c}{\omega(\gamma^{-2} + \vartheta^2)} \tag{15}$$

и

$$|z_{\text{вещ}}(\vartheta)| = \left|\frac{2\pi c}{\omega(\gamma^{-2} + \vartheta^2 + 1 - \varepsilon)}\right|. \tag{16}$$

Как было показано в [6], когда эти зоны намного превышает b и a

$$z_{\text{вак}}(\vartheta) \gg b, \quad |z_{\text{вещ}}(\vartheta)| \gg a, \tag{17}$$

формула (4) упрощается и совпадает с соответствующей формулой для одной эквивалентной пластины с толщиной $a_{\text{экв}}$, плазменной частотой $\omega_{0\,\text{экв}}$ и линейным коэффициентом поглощения $\eta_{\text{экв}}$:

$$a_{\text{экв}} = N(a+b),\quad \omega_{0\,\text{экв}} = \sqrt{\frac{a}{a+b}}\,\omega_0,\quad \eta_{\text{экв}} = \frac{a}{a+b}\,\eta. \tag{18}$$

С другой стороны, при значениях

$$\gamma > \frac{a\omega_0}{c} \tag{19}$$

в частотном спектре РПИ, образованного в одной отдельной пластине, при частотах [14]

$$\omega_n^{\text{пл}} = \frac{a\omega_0^2}{2\pi c(2n+1)} \quad (n=0,\ 1,\ 2, \cdots) \tag{20}$$

появляются максимумы, обусловленные интерференцией на границах этой пластины (из (19) и (20) видно, что $\omega_n^{\text{пл}} < \omega_0\gamma$).

Физически совершенно ясно, что когда стопка излучает как одна эквивалентная пластина и если ее толщина меньше длины поглощения ($Na\eta \ll 1$), то должна возникнуть интерференция излучений на границах эквивалентной пластины, т. е. на торцах стопки. Такая «торцевая интерференция» должна привести к дополнительным максимумам.

Найдем частоты $\omega_n^{\text{торц}}$, соответствующие этим дополнительным максимумам. Подставив $a_{\text{экв}}$ и $\omega_{0\,\text{экв}}$ (см. (18)) в (20) вместо a и ω_0, получим

$$\omega_n^{\text{торц}} = \frac{Na\omega_0^2}{2\pi c(2n+1)} \quad (n=0,\ 1,\ 2, \cdots). \tag{21}$$

Условие возникновения этих максимумов получается из (19) аналогичной подстановкой и имеет вид

$$\gamma > \frac{N\sqrt{a(a+b)}\,\omega_0}{c}. \tag{22}$$

Поскольку при этих частотах вся стопка излучает как одна эквивалентная пластина (по крайней мере для углов $\vartheta \sim \gamma^{-1}$), соответствующие интенсивности, с возрастанием γ должны монотонно расти, как это имеет место в случае одной отдельной пластины [8].

Частоты (21) можно получить также из формулы (12). Действительно, если $N\eta a \ll 1$, то

$$F_{\text{пл}}^{\text{экв}} \approx 4\sin^2\left(\frac{Na\omega_0^2}{4\omega c}\right), \tag{23}$$

и из условия максимума этой величины получаем частоты (21).

Указанные дополнительные максимумы в спектре переходного излучения больших частот, являясь эффектом торцевой интерференции в конечной стопке, естественно, не могут иметь места в идеализированной бесконечной слоистой среде, описываемой формулой (1).

5. Численный расчет и обсуждение

Для иллюстрации на рис. 1 приведены типичные кривые угловой зависимости величины $d^2W/d\omega d\vartheta$ (см. (4)) для конечной стопки (a=30 мкм,

$b = 500$ мкм, $N = 50$) при $\gamma = 10^5, 10^6$. Выбранная частота ($\hbar\omega = 500$ кэВ) соответствует максимуму частотного спектра (см. рис. 2), обусловленному торцевой интерференцией (формула (21) при $n = 0$). На рис. 1 видно, что имеются острые максимумы, которые практически не зависят от γ для всех $\gamma \geqslant 10^5$. Положения этих максимумов определяются формулой (2) при $n = 1, 2, \ldots$ и отмечены на рисунке стрелками. Видно также, что частотно-угловая интенсивность (4) излучения в реальной стопке, состоящей из конечного числа пластин, при углах $\vartheta \sim \gamma^{-1}$ увеличивается с ростом γ. Со-

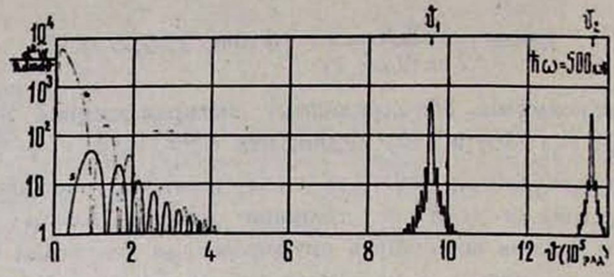


Рис. 1. Частотно-угловое распределение интенсивности рентгеновского переходного излучения, образованного в стопке пластин ($a = 30$ мкм, $b = 500$ мкм, $N = 50$, вещество пластин — легкое, типа полиэтилена, $\hbar\omega_0 = 20$ эВ, энергия квантов излучения $\hbar\omega = 500$ кэВ). Сплошная кривая соответствует случаю $\gamma = 10^5$, а точечная — $\gamma = 10^6$.

вершенно ясно, что вкладом этой части излучения не всегда можно пренебречь по сравнению с вкладами максимумов при углах ϑ_n. Когда выполняются условия (17), т. е., когда вся конечная стопка излучает как одна эквивалентная пластина, этот вклад при $\vartheta \sim \gamma_n^{-1}$ является даже определяющим.

На рис. 2 представлены спектры РПИ для конечной стопки с теми же параметрами при значениях $\gamma = 10^2 \div 10^8$. Спектры рассчитаны по формуле (8), когда выполняется условие (6). В противном случае (т. е. когда число $N_{\text{эфф}}$ невелико, что, в основном, имеет место при энергиях квантов до 10 кэВ) они получены непосредственным интегрированием функции (4) по всему интервалу эффективных углов излучения. На рисунке видно, что на частотах $\hbar\omega \approx 3{,}3$; 10 кэВ спектры имеют максимумы (при $\gamma \geqslant 10^3$), обусловленные интерференцией излучений внутри каждой из пластин стопки. Частотная интенсивность в этих максимумах очень слабо зависит от γ при $\gamma \geqslant 10^4$, в то время как в минимуме ($\hbar\omega \approx 2{,}5$ кэВ) она продолжает несколько увеличиваться с ростом γ. Кроме того, видно также, что при $\gamma \geqslant 10^6$ (когда имеет место условие (22)) возникают новые максимумы на частотах $\hbar\omega \approx 100$, 167 и 500 кэВ (формула (21) соответственно при $n = 2$, 1 и 0). Частотные интенсивности излучения в этих максимумах не насыщаются, а существенно возрастают с увеличением γ.

Для сравнения были также рассчитаны спектры РПИ по формуле (1) при тех же параметрах стопки (в области $\hbar\omega > 10$ кэВ, где $N_{\text{эфф}} \gg 1$). При $\gamma \ll 10^5$, когда условие (22) не имеет места, результаты двух расчетов совпадают. При $\gamma \geqslant 10^5$ (см. (3)) спектры, вычисленные согласно (1) для рассматриваемой стопки, выходят на насыщение и совпадают со спектром при $\gamma = 10^5$. В этом случае результат корректного расчета по формуле (8) в области новых максимумов ($\hbar\omega \approx 100 \div 500$ кэВ) превышает результат расчета согласно (1) приблизительно в $3 \div 20$ раз для $\gamma = 10^6$ и $5 \div 70$ раз для $\gamma = 10^7$.

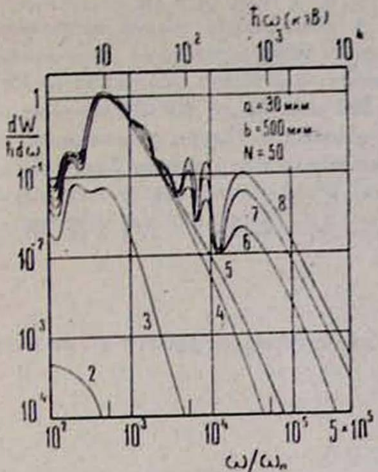


Рис. 2.

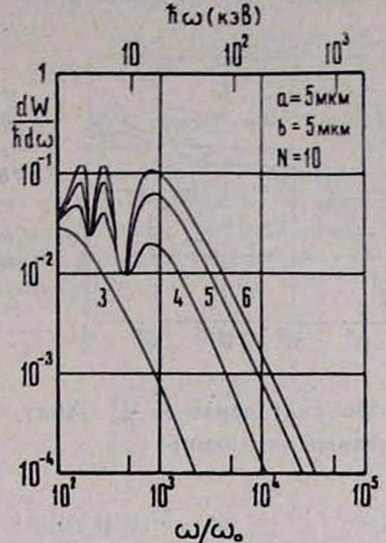


Рис. 3.

Рис. 2. Частотный спектр переходного излучения, образованного в стопке пластин ($a = 30$ мкм, $b = 500$ мкм, $N = 50$). Цифры у кривых обозначают $\lg \gamma$.

Рис. 3. То же, что на рис. 2, для случая $a = b = 5$ мкм, $N = 10$.

Насыщение интенсивности излучения согласно формуле (1) напоминает поведение интенсивности излучения Вавилова-Черенкова, которая также перестает зависеть от γ при больших γ. Такая аналогия не случайна. Она обусловлена тем, что при выводе формулы (1) стопка предполагалась бесконечно толстой. Углы ϑ_n (см. (2)), на которые приходятся резонансы в частотно-угловом распределении интенсивности (4), удовлетворяют условию возникновения «параметрического черенковского излучения» [17] (при $\varepsilon = 1 - \omega_0^2/\omega^2$), являющегося аналогом излучения Вавилова-Черенкова в бесконечной периодической среде [18].

Отсутствие же насыщения частотной интенсивности излучения реальной конечной стопки пластин, как показано выше, математически связано с наличием интеграла в корректной формуле (8), а физически — с наличием торцов стопки.

Частотные спектры для стопки с другими значениями параметров ($a = b = 5$ мкм, $N = 10$) приведены на рис. 3. Из-за меньших значений a, b и N ненасыщающиеся максимумы, обусловленные торцевой интерференцией, появляются при меньших значениях γ ($\gamma \geqslant 10^4$) и при более низких частотах ($\hbar\omega \approx 4 \div 20$ кэВ).

Отсутствие насыщения в частотной интенсивности (при достаточно больших γ и в области частот (21)) приводит, естественно, также к отсутствию насыщения в полной энергии излучения, если область регистрируемых частот охватывает частоты (21). Как хорошо видно на рис. 4, полная энергия излучения заметно увеличивается с возрастанием γ при выполнении условия (22), в то время как по формуле (1) она насыщается (штриховые кривые) при значениях, удовлетворяющих (3).

Представляется естественным, что явление торцевой интерференции должно иметь место также и в случае нерегулярной стопки, где пластины имеют неодинаковые толщины и расстояния между пластинами.

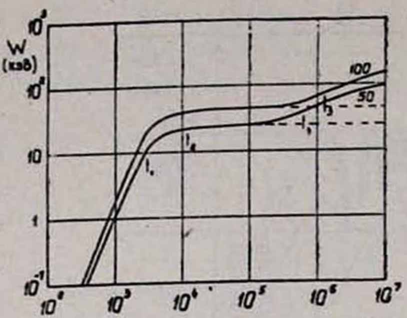


Рис. 4. Зависимость полной интенсивности ($\hbar\omega \geqslant 2$ кэВ) переходного излучения, образованного в стопке пластин ($a = 30$ мкм, $b = 500$ мкм, $\hbar\omega_0 = 20$ эВ) от лоренц-фактора γ частицы. Цифры у кривых обозначают число пластин в стопке. Стрелка 1 соответствует значению $a\omega_0/c$, стрелка 2 — $\sqrt{ab}\,\omega_0/c$, стрелки 3 — $N\sqrt{a(a+b)}\,\omega_0/c$.

Авторы благодарят А. Ц. Аматуни за интерес к работе и многочисленные ценные замечания.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гарибян Г. М.* ЖЭТФ, 37, 527 (1959).
2. *Барсуков К. А.* ЖЭТФ, 37, 1106 (1959).
3. *Тер-Микаелян М. Л.* Влияние среды на электромагнитные процессы при высоких энергиях. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1969.
4. *Artru X., Yodh G. B., Mennessier G.* Phys. Rev., D 12, 1289 (1975).
5. *Cherry M. L.* Phys. Rev., D 17, 2245 (1978).
6. *Гарибян Г. М.* Научное сообщение ЕФИ-27 (73), 1973.
7. *Durand L.* Phys. Rev., D 11, 89 (1975).
8. *Avakian A. L., Garibian G. M., Yang C.* Phys. Lett., 64A, 243 (1977).
9. *Гарибян Г. М., Геворгян Л. А., Ян Ши.* Изв. АН АрмССР, Физика, 9, 284 (1974).
10. *Garibian G. M., Gevorgian L. A., Yang C.* NIM, 125, 133 (1975).
11. *Авакян А. Л., Ян Ши.* Труды Международного симпозиума по переходному излучению частиц высоких энергий, Ереван, 1977, с. 592.
12. *Тер-Микаелян М. Л., Газазян А. Д.* ЖЭТФ, 39, 1693 (1960).
13. *Гарибян Г. М., Гольдман И. И.* ДАН АрмССР, 31, 219 (1960).
14. *Гарибян Г. М.* ЖЭТФ, 60, 39 (1971).
15. *Cherry M. L. et al.* Phys. Rev., D 10, 3594 (1974).
16. *Зацепин В. И.* Proceedings of the XIII International Conference on Cosmic Rays, Denver, 1973, vol. IV, p. 1282.
17. *Файнберг Я. Б., Хижняк Н. А.* ЖЭТФ, 32, 885 (1957).
18. *Casey K. F., Yen C., Kaprielian Z. A.* Phys. Rev., 140, 768 (1965).

ԱՆՑՈՒՄԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԿՈՂՄՆԱՅԻՆ ԻՆՏԵՐՖԵՐԵՆՑԻԱՅԻ ԵՐԵՎՈՒՅԹԸ ՎԵՐՋԱՎՈՐ ԹՎՈՎ ԹԻԹԵՂՆԵՐԻ ՇԵՐՏՈՒՄ՝ ՄԱՍՆԻԿԻ ՄԵԾ ԷՆԵՐԳԻԱՆԵՐԻ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ. Մ. ՂԱՐԻԲՅԱՆ, ՅԱՆ ՇԻ, Ա. Լ. ԱՎԱԳՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ վերջավոր թվով թիթեղների շերտում մեծ էներգիայի մասնիկի անցումային ճառագայթման հաճախային բաշխվածության մեջ առաջանում են նոր՝ չհագեցվող մաքսիմումներ, պայմանավորված շերտի կողմերից առաջացած ճառագայթումների ինտերֆերենցիա-

յով։ Այդ մաքսիմումները մասնիկի լորենց-ֆակտորի աճմանը զուգընթաց առաջ են բերում անցումային ճառագայթման լրիվ ինտենսիվության աճ։

THE INTERFERENCE PHENOMENON OF TRANSITION RADIATION FROM HIGH ENERGY PARTICLES ON BUTT ENDS OF A FINITE STACK OF PLATES

G. M. GARIBIAN, C. YANG, A. L. AVAKYAN

It is shown that in the frequency spectrum of transition radiation from high energy particles on a stack containing finite number of plates, there arise new non-saturating maxima due to the radiation interference on the butt ends (end face planes) of the stack. These maxima lead to the growth of total intensity of transition radiation with the increase in paticle Lorents-factor.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 18, вып. 4, 206-211 (1983)

УДК 539.112.217.04

ОСОБЕННОСТИ ПОГЛОЩЕНИЯ ИНТЕНСИВНОГО ЭЛЕКТРОМАГНИТНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ КРИСТАЛЛОМ В ПРИСУТСТВИИ ПОСТОЯННОГО ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ

Г. М. АРУТЮНЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 25 августа 1982 г.)

Рассмотрено влияние постоянного электрического поля на резонансное поглощение интенсивной стационарной электромагнитной волны в полупроводнике с учетом внутризонного движения носителей. Получено выражение коэффициента поглощения в отсутствие столкновений. Выявлены особенности разрушения электрическим полем состояния насыщения при учете внутризонного движения носителей.

Известно, что при воздействии на квантовые системы интенсивного электромагнитного излучения возникают новые эффекты, которые зависят от величины внешнего поля и не описываются в рамках обычной теории возмущений (эффекты насыщения, просветления и др.). Эффект насыщения в таких системах известен сравнительно давно [1]. Наличие его приводит к выравниванию заселенностей состояний, между которыми происходят переходы, вследствие чего происходит, например, резкое уменьшение величины поглощения.

Впервые эффект насыщения в полупроводниковых кристаллах был изучен авторами работ [2, 3] в связи с вопросом о полупроводниковом квантовом генераторе. При этом внешнее поле полагалось слабым и учитывалось с помощью теории возмущений.

В случае больших интенсивностей авторами работы [4] был развит подход, основанный на строгом учете взаимодействия излучения с полупроводником. Было показано, что эффект насыщения отличается от рассмотренного в [2, 3], поскольку выравнивание заселенностей в зонах происходит лишь в резонансной области. Кроме того, важным результатом, полученным в [4], является значительное искажение энергетического спектра вблизи резонанса, влияющее на процессы поглощения и испускания фотонов.

Влияние постоянного электрического поля на взаимодействие интенсивного электромагнитного излучения с полупроводником обсуждалось в работах [5—7]. В [5] экспериментально исследовалось просветление кристаллов $Cd\,S_x\,Se_{1-x}$. Было показано, что в присутствии электрического поля с напряженностью порядка 10^4 В/см пропускание света образцом уменьшается до нуля. Электрическое поле приводит к нарушению когерентности взаимодействия [6]. В [7] предложен механизм электрического разрушения состояния насыщения, доминирующий над столкновительным.

Однако в указанных работах не учитывались эффекты, связанные с внутризонным движением носителей, что, как показано в [8—11], приводит к новым интересным следствиям. В настоящей работе рассматривается влияние постоянного электрического поля с напряженностью F на резонансное поглощение стационарной электромагнитной волны в полупроводнике с учетом внутризонного движения носителей заряда.

Волновую функцию электрона будем искать в виде [7]

$$\Psi(t) = \int \left[a^{v}_{\mathbf{k}'}(t)\, \varphi^{v}_{\mathbf{k}'}\, e^{-\frac{i}{\hbar} E^{v}_{\mathbf{k}'} t} + a^{c}_{\mathbf{k}'}(t)\, \varphi^{c}_{\mathbf{k}'}\, e^{-\frac{i}{\hbar} E^{c}_{\mathbf{k}'} t} \right] \frac{d^3\mathbf{k}'}{(2\pi\hbar)^3}, \quad (1)$$

где $\varphi^{v,c}_{\mathbf{k}}$ и $E^{v,c}_{\mathbf{k}}$ — собственные функции и собственные значения в валентной зоне (v) и в зоне проводимости (c) в отсутствие электрического поля и света.

Исходим из гамильтониана в дипольном приближении:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 - eF\hat{z} + \hat{\mathbf{d}}\hat{\mathbf{E}}, \quad (2)$$

где $\hat{H}$ — нулевой гамильтониан, $\hat{\mathbf{d}}$ — оператор дипольного момента перехода, eF — сила, действующая на электрон в постоянном электрическом поле (поле направлено вдоль оси z), а $\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos \omega t$ — напряженность электрического поля в волне. Подставив (1) в уравнение Шредингера, получим следующую систему уравнений для амплитуд $a^{v,c}_{\mathbf{k}}$:

$$i\hbar \left[\frac{\partial a^{v,c}_{\mathbf{k}}}{\partial t} + eF \frac{\partial a^{v,c}_{k}}{\partial k_z} \right] =$$

$$= V_{v,c}\, a^{v,c}_{\mathbf{k}} \cos \omega t + V_{cv}\, a^{c,v}_{\mathbf{k}} \cos \omega t \exp \left[\pm \frac{i}{\hbar} (E^{v}_{\mathbf{k}} - E^{c}_{\mathbf{k}})\, t \right], \quad (3)$$

$$V_{v,c} = \mathbf{d}_{v,c}\, \mathbf{E}_0, \quad V_{cv} = \mathbf{d}_{cv}\, \mathbf{E}_0.$$

При получении (3) мы пренебрегли межзонными матричными элементами оператора $F\hat{z}$, однако, в отличие от [7], учли также внутризонное движение носителей заряда под действием света.

Воспользовавшись условием резонанса

$$E^{c}_{\mathbf{k}} - E^{v}_{\mathbf{k}} - n\hbar\omega = 2\varepsilon_{\mathbf{k}}, \quad |\varepsilon_{\mathbf{k}}|/\hbar\omega \ll 1, \quad (4)$$

где n — число фотонов, и перейдя к новому представлению с помощью подстановок

$$a^{v,c}_{\mathbf{k}}(t) = b^{v,c}_{\mathbf{k}}(t) \exp \left[-i \left(\frac{V_{v,c}}{\hbar\omega} \sin \omega t \pm \varepsilon_{\mathbf{k}}\, t \right) \right], \quad (5)$$

приходим к новой системе уравнений

$$i\hbar \left(\frac{\partial b^{v,c}_{\mathbf{k}}}{\partial t} + eF \frac{\partial b^{v,c}_{\mathbf{k}}}{\partial k_z} \right) = \pm \varepsilon_{\mathbf{k}}\, b^{v,c}_{\mathbf{k}} + \Lambda_n\, b^{c,v}_{\mathbf{k}}. \quad (6)$$

Величина Λ_n характеризует энергию взаимодействия электронов с полем электромагнитной волны с учетом внутризонного движения [9—11]:

$$\Lambda_n = (-1)^{n+1}\, V_{cv} \frac{n}{z_1} J_n(z_1), \quad (7)$$

где $J_n(z_1)$ — функция Бесселя реального аргумента, а z_1 — безразмерный параметр, характеризующий внутризонное движение частиц в поле волны:

$$z_1 = (V_c - V_v)/\hbar\omega. \tag{8}$$

Перейдем в (6) к новой переменной

$$\mathbf{p} = \mathbf{k} - e\mathbf{F}t, \tag{9}$$

имеющей смысл квазиимпульса электрона в некоторый начальный момент времени. В присутствии постоянного электрического поля именно величина $\mathbf{p}$ является интегралом движения (см. [7]). Тогда система (6) примет вид

$$i\hbar \frac{\partial b^{v,c}(\mathbf{p}, t)}{\partial t} = \mp \varepsilon(\mathbf{p}, t)\, b^{v,c}(\mathbf{p}, t) + \Lambda_n b^{c,v}(\mathbf{p}, t).) \tag{10}$$

Здесь введено обозначение $b_{\mathbf{k}}^{v,c}(t) = b^{v,c}(\mathbf{p}, t)$.

Величина $\mathbf{p}$ входит в эти уравнения как параметр. Решения (10) при $\varepsilon = \mathrm{const}$ ищем в виде

$$b^{v,c}(\mathbf{p}, t) = b_0^{v,c} \exp\left(-\frac{i}{\hbar}\xi t\right). \tag{11}$$

Тогда для адиабатических термов системы вблизи n-фотонного резонанса получаем решения

$$\xi_{1,2} = \pm\sqrt{\varepsilon^2 + |\Lambda_n|^2}. \tag{12}$$

Терм ξ_1 при больших по абсолютной величине $\varepsilon < 0$ описывает состояние в v-зоне, а при больших $\varepsilon > 0$ — состояние в c-зоне (для ξ_2 — ситуация обратная).

На рис. 1 изображен ход адиабатических ($\xi_{1,2}$, сплошные кривые) и диабатических ($\pm\varepsilon$, пунктирные кривые) электронных термов вблизи n-фотонного резонанса в зависимости от времени. Стрелкой указан переход между диабатическими термами в окрестности момента их пересечения (t_n), соответствующий рождению электронно-дырочной пары с одновременным поглощением n фотонов. Этот момент определяется из условия

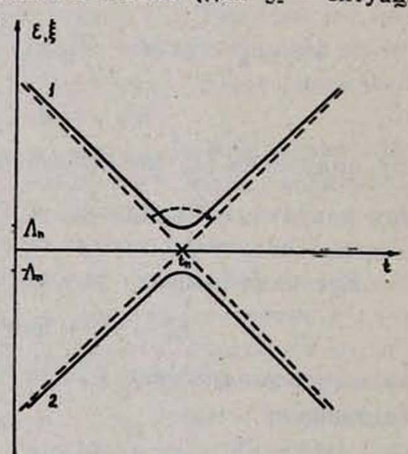


Рис. 1.

$$p_\perp^2 + (p_z + eFt_n)^2 = k_n^2,\ \ k_n = \sqrt{2\mu(n\hbar\omega - \Delta)}, \tag{13}$$

где Δ — ширина запрещенной зоны, μ — приведенная масса $p_\perp = k_\perp$ и p_z — составляющие начального импульса в перпендикулярном и параллельном направлении относительно электрического поля.

Вероятность такого перехода, согласно [12], есть

$$P = 1 - \exp(-2\pi\gamma_n),\ \ \gamma_n = \frac{|\Lambda_n|^2}{2\hbar\left(\frac{\partial\varepsilon}{\partial t}\right)\Big|_{t=t_n}}. \tag{14}$$

Из (4), (9), (13) и (14) следует, что при $p_\perp < k_n$

$$P = 1 - \exp\left[\frac{2\pi\mu|\Delta_n|^2}{\hbar eF\sqrt{k_n^2 - k_\perp^2}}\right]. \tag{15}$$

Видно, что при $k_\perp > k_n$ пересечение отсутствует и переходы не происходят.

Определим коэффициент поглощения $\alpha(\omega)$ обычным способом

$$\alpha(\omega) = Q/I, \tag{16}$$

где Q — средняя энергия, диссипируемая в единицу времени в единице объема, I — интенсивность падающей волны. Для величины Q с учетом обратных переходов можно получить

$$Q = \int \frac{d^3\mathbf{k}}{(2\pi\hbar)^3} n\hbar\omega\, W_n(\mathbf{k})(1 - f_e - f_h), \tag{17}$$

где $f_{e,h}$ — функции распределения электронов в c и v-зонах, слабо меняющиеся в энергетическом интервале Λ_n, в котором происходит переход, $W_n(\mathbf{k})$ — вероятность перехода, определяемая выражением

$$W_n(\mathbf{k}) = \frac{2\pi}{\hbar}|\Lambda_F|^2 \delta(E_{\mathbf{k}}^c - E_{\mathbf{k}}^v - n\hbar\omega). \tag{18}$$

Сюда входит эффективный матричный элемент вблизи n-фотонного резонанса, зависящий также от величины постоянного электрического поля:

$$\Lambda_F = \Lambda_n\left(\frac{1 - e^{-\varkappa}}{\varkappa}\right)^{1/2}, \quad \varkappa = \frac{2\pi\mu|\Lambda_n|^2}{\hbar eF|k_z|}. \tag{19}$$

Ниже мы ограничимся случаем $f_{e,h} = 0$. При $\varkappa \ll 1$ для коэффициента поглощения (16) получается вид, не зависящий от F:

$$\alpha(\omega) = \alpha_n(\omega)\left|\frac{\Lambda_n}{d_{cv}E_0}\right|^2, \quad \alpha_n(\omega) = \frac{8\sqrt{2}\mu^{3/2}|d_{cv}|^2 n\omega\sqrt{n\hbar\omega - \Delta}}{Nc\hbar^3}, \tag{20}$$

где N — показатель преломления среды.

Выражение (20) учитывает лишь механизм внутризонного движения носителей в зонах под действием электромагнитной волны при межзонном n-фотонном поглощении. В случае, когда внутризонное движение отсутствует ($z_1 = 0$), возможно лишь однофотонное поглощение ($n = 1$). При этом величина поглощений перестает зависеть от интенсивности волны и получается известный результат [13] корневой зависимости в линейной теории: $\alpha(\omega) = \alpha_0(\omega)$. Из (20) видно, что при $z_1 \neq 0$ поведение и величина поглощения полностью определяются свойствами функции Бесселя (см. (17)), которая имеет осцилляционный характер и сверху ограничена. Интересно, что учет внутризонного движения приводит к тому, что коэффициент поглощения оказывается отличным от нуля лишь вдали от некоторых критических значений интенсивности (нулей функции Бесселя) и оказывается равным нулю вблизи них. Например, при $|z_1| < 1$ $J_1(z_1)/z_1 \approx \approx 1/2$ и величина Λ_1 пропорциональна интенсивности электромагнитного поля; если интенсивность возрастает, то Λ_1 также растет, затем, уменьшаясь, достигает нуля, когда $|z_1| = z_1^* = 3{,}83$ (первый нуль функции Бесселя). Подобного рода осцилляции коэффициента поглощения связаны с обращением в нуль дополнительного усредненного потенциала, когда удвоенная амплитуда колебаний электрона становится равной или кратной дополнительному периоду $2\pi/k_n$, возникающему в кристаллической решетке [10].

В общем случае произвольного значения $\varkappa$ для коэффициента поглощения имеем

$$\alpha(\omega) = \alpha_n(\omega) \left|\frac{\Lambda_n}{d_{cv} E_0}\right|^2 \Phi(\beta_n), \tag{21}$$

$$\Phi(\beta_n) = \frac{1}{2}\left[\frac{1 - e^{-\beta_n}}{\beta_n} + e^{-\beta_n} - \beta_n E_1(\beta_n)\right]. \tag{22}$$

Здесь $E_1(\beta_n)$ — интегральная показательная функция [14], а β_n — безразмерный параметр, зависящий от характеристик среды, падающего излучения и величины постоянного электрического поля:

$$\beta_n(z_1) = \beta_n^0 \left|\frac{2n}{z_1} J_n(z_1)\right|^2, \quad \beta_n^0 = \frac{\pi\sqrt{2\mu}\,|V_{cv}|^2}{4\hbar e F\sqrt{n\hbar\omega - \Delta}}. \tag{23}$$

Вдали от нулей функции Бесселя при $\beta_n \to 0$, $\Phi \to 1$ и поглощение растет до значения, определяемого выражением (20). Если дополнительно положить $z_1 = 0$ $(n = 1)$, то оно перейдет в $\alpha_0(\omega)$ — выражение линейного поглощения. Это приближение справедливо в случае сильного постоянного электрического поля, когда происходит эффективное разрушение состояния насыщения в образце. В обратном предельном случае слабого электрического поля $(\beta_n > 1)$ поглощение оказывается меньше $\alpha(\omega)$, определяемого (21), благодаря наличию эффекта насыщения. Заметим, что вблизи критических точек величина поглощения всегда очень мала и слабо зависит от F.

Следует отметить, что состояние насыщения резонансных переходов разрушается также столкновениями. Действие электрического поля будет сильнее, чем столкновительное разрушение, если выполняется условие

$$\tau_F \ll \tau, \quad \tau_F = \hbar\beta_n(z_1)/\Lambda_n. \tag{24}$$

Здесь τ_F имеет смысл времени, за которое электрон под действием постоянного электрического поля проходит энергетический интервал Λ_n вблизи n-фотонного резонанса, а τ — время выхода электрона из этого интервала за счет столкновений.

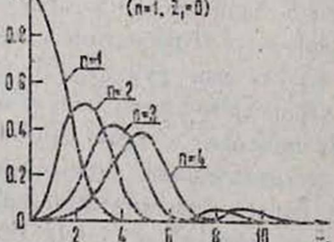


Рис. 2.

Видно, что из-за наличия эффекта внутризонного движения частиц τ_F является ограниченной функцией и осциллирует со спадающей амплитудой (ср. с [7]). На рис. 2 изображено отношение $f_n(z_1) = \beta_n(z_1)/\beta_n^0$ как функция от z_1 для значений $n = 1, 2, 3, 4$. Пунктирная линия на рис. 2 соответствует случаю, когда в кристалле отсутствует внутризонное движение под действием интенсивной электромагнитной волны ($z_1=0$) и возможен лишь однофотонный резонанс ($n = 1$).

Указанные в работе особенности будут проявляться в материалах без центра инверсий при гелиевых температурах в лазерных полях с напряженностью 10^4—10^5 В/см и постоянных электрических полях порядка 10^2—10^4 В/см.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Schwinger J., Karplus R.* Phys. Rev., 73, 1020 (1948).
2. *Басов Н. Т., Крохин О. Н.* ФТТ, 5, 2384 (1963).
3. *Крохин О. Н.* ФТТ, 7, 2612 (1965).
4. *Галицкий В. М.* и др. ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
5. *Брюкнер Ф.* и др. ЖЭТФ, 67, 2219 (1974).
6. *Полуэктов И. А.* и др. Квантовая электроника, 1, 1309 (1974).
7. *Кумеков С. Е., Перель В. Н.* ФТП, 5, 2147 (1981).
8. *Perelman N. F., Kovarskii V. A.* Phys. Stat. Sol. (b), 63, K51 (1974).
9. *Балкарей Ю. Н., Эпштейн Э. М.* ФТТ, 17, 2312 (1975).
10. *Блажин В. Д.* ФТТ, 17, 2325 (1975).
11. *Arutyunyan G.M., Shahinyan S. M.* Phys. Stat. Sol. (b), 77, K171 (1976).
12. *Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М.* Квантовая механика. Изд. Наука, М., 1974, стр. 404.
13. *Ансельм А. И.* Введение в теорию полупроводников. Изд. Наука, М., 1978, стр. 410.
14. *Корн Г., Корн Т.* Справочник по математике. Изд. Наука, М., 1973.

ԻՆՏԵՆՍԻՎ ԷԼԵԿՏՐԱՄԱԳՆԻՍԱԿԱՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ԿԼԱՆՄԱՆ ԱՌԱՆՁՆԱՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ՝ ՀԱՍՏԱՏՈՒՆ ԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ԴԱՇՏԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ

Դիտարկված է հաստատուն էլեկտրական դաշտի ազդեցությունը ինտենսիվ էլեկտրամագնիսական ալիքի ռեզոնանսային կլանման վրա կիսահաղորդիչում հաշվի առնելով հոսանքակիրների ներգոտիային շարժումը։ Ստացված է կլանման գործակցի արտահայտությունը ընդհարումների բացակայության դեպքում։ Բացահայտված են էլեկտրական դաշտում հագեցման վիճակի քայքայման առանձնահատկությունները հոսանքակիրների ներգոտիային շարժման հաշվառմամբ։

PECULIARITIES OF THE ABSORPTION OF AN INTENSIVE ELECTROMAGNETIC RADIATION IN A CRYSTAL IN THE PRESENCE OF A CONSTANT ELECTRICAL FIELD

G. M. HARUTYUNYAN

The influence of a constant electrical field on the resonance absorption of intensive stationary electromagnetic wave in a semiconductor is considered taking into account the interband motion of carriers. An expression for the absorption factor in the absence of collisions is obtained. The features of the saturation state destruction by the electrical field are discussed with due regard for the interband motion of carriers.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 18, вып. 4, 212—219 (1983)

УДК 535.341

К ТЕОРИИ ОБМЕННОЙ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОЙ И КУЛОНОВСКОЙ ПЕРЕДАЧИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МЕЖДУ ПРИМЕСНЫМИ ИОНАМИ В КРИСТАЛЛАХ

Г. Г. ДЕМИРХАНЯН, Ф. П. САФАРЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 25 мая 1982 г.

После переработки — 20 мая 1983 г.)

На основе детального вычисления матричных элементов мультипольного и электрон-фононного взаимодействий найдены вероятности обменных механизмов передачи энергии электронного возбуждения между двумя Tr^{3+}-ионами, индуцированных электрон-фононным и кулоновским взаимодействиями. Показано, что в кристаллической системе ИАГ — Nd^{3+} из рассматриваемых механизмов в процессе переноса энергии более существенную роль играет резонансный электрон-фононный (ЭФ) механизм, который может привести к передаче энергии на расстояниях до 0,67 нм между двумя ионами Nd^{3+}. Приведен график зависимости вероятности резонансной ЭФ передачи энергии от расстояния R между двумя ионами Nd^{3+} для различных температур.

1. Введение

Известно, что исследование явлений температурного тушения и сенсибилизации люминесценции, играющих существенную роль в процессе стимулированного излучения лазерных кристаллов, сводится к изучению элементарного акта передачи энергии электронного возбуждения между двумя примесными ионами.

Передача энергии может индуцироваться как прямым кулоновским взаимодействием между оптическими электронами двух примесных ионов, так и взаимодействием этих электронов через фононы решетки [1]. Как известно, в обоих случаях передача энергии может осуществляться двумя механизмами: 1) обменным, который существенен при малых расстояниях между ионами; 2) индуктивным, который может быть эффективным на сравнительно больших расстояниях в случае, когда он индуцируется диполь-дипольным взаимодействием (см. [2] и указанные там работы). Однако в рассматриваемом здесь случае передачи энергии между трехвалентными ионами редкоземельных элементов (Tr^{3+}-ионами) дипольные переходы между уровнями $4f$-конфигурации, как известно, запрещены правилом четности. Что касается передачи энергии, индуцированной мультипольными взаимодействиями более высоких порядков (квадрупольным и т. д.), то, как показывают вычисления, они являются, как и обменная передача, короткодействующими.

Таким образом, в активированных Tr^{3+}-ионами кристаллах все механизмы передачи энергии являются как-будто короткодействующими. Но эксперимент показывает, что во многих кристаллах (например, в ИАГ-Nd^{3+}, Al_2O_3—Cr^{3+} и т. п.), где концентрационное тушение наступает при малых содержаниях примесных ионов, передача энергии заведомо является дальнодействующей. Для объяснения явления передачи энергии в таких кристаллах предложен механизм дальнодействующей передачи, основанный на теории вынужденных дипольных переходов Джадда и Офелта [3]. Однако справедливость такого механизма невозможно обосновать никакими количественными расчетами, поскольку они связаны с непреодолимыми трудностями. Кроме того, в последнее время синтезировано большое количество так называемых «концентрированных» кристаллов, в которых характерная для Tr^{3+}-ионов люминесценция не претерпевает заметного изменения даже при очень больших концентрациях активных ионов (см., например, [4] и указанные там работы). Все вышеприведенные аргументы свидетельствуют о том, что в «концентрированных» кристаллах механизм вынужденной диполь-дипольной передачи энергии не является эффективным и в процессе передачи энергии в таких кристаллах существенную роль играют короткодействующие механизмы.

В настоящей работе мы проводим количественные вычисления вероятностей обменных переносов энергии, индуцированных как кулоновским, так и электрон-фононным взаимодействиями (ЭФВ). Будет вычислена также вероятность обменной нерезонансной электрон-фононной (ЭФ) передачи энергии*. В качестве иллюстрации нами выбрана кристаллическая система ИАГ-Nd^{3+}, для которой проводятся все количественные расчеты. Аналогиченые вычисления нетрудно распространить и на другие кристаллические системы, активированные Tr^{3+}-ионами.

2. Вероятность резонансной электрон-фононной передачи энергии

В работе [5] для вероятности резонансной ЭФ передачи энергии получено следующее общее выражение**

$$W_{эф}^{(р)} = \frac{\omega_D^6}{16\pi^4\rho^2 v_0^{10}} \frac{1}{\Gamma} |\langle\lambda| V_0^{(1)} |\mu\rangle \langle\lambda'| V_0^{(1)} |\mu'\rangle|^2, \qquad (1)$$

где λ и λ' (μ и μ') нумеруют основное и возбужденное электронные состояния донора (акцептора), ω_D — частота Дебая кристалла, ρ — плотность кристалла, v_0 — средняя скорость акустических волн в кристалле, $\Gamma = \Gamma_{\lambda'} + \Gamma_\lambda + \Gamma_{\mu'} + \Gamma_\mu$ (Γ_ν — ширина уровня ν); $V_0^{(1)}$ представляет собой первый член разложения потенциала ЭФВ по мультипольным моментам оптического электрона примесного иона [6]:

$$V_0^{(1)} = \frac{16\sqrt{\pi}}{3} \frac{ze^2}{r_0} Y_{00}(\vartheta_i, \varphi_i), \qquad (2)$$

---

* Результаты вычисления вероятности индуктивной мультипольной пеердачи энергии будут приведены в другом сообщении.

** В соответствующей формуле (3б) работы [5] пропущен множитель $\overline{\sin^2 \vartheta_\alpha} = 0{,}5$.

где z и r_0 — соответственно заряд ионов и радиус первой координационной сферы, $Y_{00}(\vartheta_i, \varphi_i)$ — сферические функции оптического электрона примесного иона.

Подставляя формулу (2) в (1) и учитывая, что $\omega_D/v_0 = \sqrt[3]{6\pi^2 n/\Omega}$ (n — число ионов в элементарной ячейке кристалла, Ω — объем элементарной ячейки), для $W^{(p)}_{эф}$ получим

$$W^{(p)}_{эф} = \frac{9\,n^2}{4\rho^2 v_0^4 \Omega^2}\,\frac{1}{\Gamma}\left(\frac{16\sqrt{\pi}\,Ze^2}{3\,r_0}\right)^4 |\langle\lambda|\,Y_{00}\,|\mu\rangle\langle\lambda'\,|Y_{00}\,|\mu'\rangle|^2. \qquad (3)$$

В рассматриваемом случае передачи энергии между двумя ионами Nd^{3+} в качестве волновых функций основного и возбужденного состояний выбраны $|\lambda\rangle = |\mu\rangle = |k_1(^4I_{9/2})\rangle$ и $|\lambda'\rangle = |\mu'\rangle = |j_1(^4F_{3/2})\rangle$ (см. рис. 1).

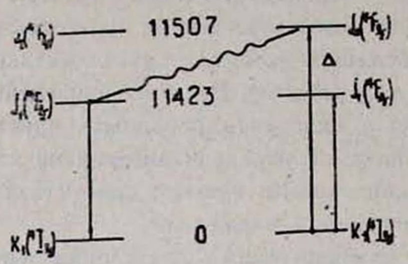


Рис. 1.

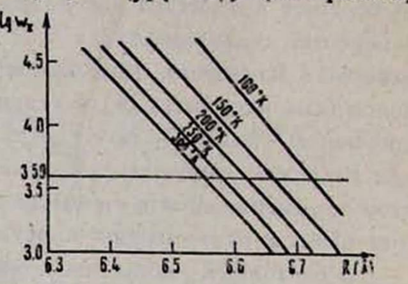


Рис. 2.

Для вычисления матричных элементов необходимо в волновых функциях $|\mu\rangle$ и $|\mu'\rangle$ совершить преобразование параллельного переноса ($\mathbf{r}_2(\vartheta_2, \varphi_2) = \mathbf{r}_1(\vartheta_1, \varphi_1) - \mathbf{R}(\theta, \Phi)$), как это сделано в [7], после чего для указанных матричных элементов получим

$$\langle k_1(^4I_{9/2})\,|r^0 Y_{00}\,|k_1(^4I_{9/2})\rangle = \langle j_1(^4F_{3/2})|r^0\,Y_{00}|j_1(^4F_{3/2})\rangle = \frac{N}{\sqrt{4\pi}}\langle f|r^0|f\rangle, \qquad (4)$$

где N — число электронов в $4f$-конфигурации ($N = 3$ для иона Nd^{3+},

$$\langle f|r^0|f\rangle = \frac{1}{2}\int\limits_0^{\pi}\int\limits_0^{\infty} R_{4f}(r_1)\,\frac{r_1^5}{r_2^3}\,R_{4f}(r_2)\sin\vartheta_1 d\vartheta_1 dr_1, \qquad (5)$$

$R_{4f}(r)$ — радиальная волновая функция $4f$-состояния.

Для иона Nd^{3+} в качестве радиальных волновых функций нами выбраны хартри-фоковские функции, с помощью которых найдены численные значения интеграла перекрытия (5), табулированные в [7].

Подставляя в формулу (3) численные значения параметров: $n = 160$, $\rho = 4{,}56$ г/см^3, $r_0 = 2{,}37\cdot10^{-8}$ см, $v_0 = 5{,}58\cdot10^5$ см/с, $\Omega = 12^3\cdot10^{-24}$ см^3, которые справедливы для кристаллической системы ИАГ—Nd^{+3}, для вероятности резонансной ЭФ передачи энергии получим

$$W^{(p)}_{эф} = = 1{,}05\cdot10^{24}\,\frac{Z^4}{\Gamma}\,|\langle f|r^0|f\rangle|^4 \quad с^{-1}, \qquad (6)$$

где Γ — ширина в единицах см$^{-1}$, численные значения которой получены в [8]; для Z можно выбрать значение $Z \approx 1$.

Зависимость вероятности $W_{\text{эф}}^{(\text{p})}$ от расстояния R между двумя примесными ионами определяется интегралом перекрытия $\langle f|r^0|f\rangle$, который с ростом R быстро убывает. График зависимости $\lg W_{\text{эф}}^{(\text{p})}$ от R для разных температур приведен на рис. 2.

3. Вероятность резонансной кулоновской передачи энергии

В работе [5] получена общая формула для вероятности резонансной передачи энергии, индуцированной кулоновским взаимодействием оптических электронов примесных ионов:

$$W_{\text{К}}^{(\text{p})} = \left(\frac{4\pi e^2}{k}\right)^2 \frac{1}{\Gamma} |\langle \lambda'| r^0 Y_{00} |\mu'\rangle \langle \lambda | r^0 Y_{00} |\mu\rangle|^2. \qquad (7)$$

В формуле (7) оставлены лишь пропорциональные $Y_{00}(\vartheta_l, \varphi_l)$ члены первого порядка в разложении потенциальной функции кулоновского взаимодействия по мультипольным моментам. Члены более высоких порядков (дипольные, квадрупольные и т. д.), очевидно, дают меньший вклад.

Сравнивая формулы (7) и (3), получаем выражение

$$W_{\text{К}}^{(\text{p})} = \frac{3^2 \rho^2 v_0^4 \Omega^2}{2^{10} n^2} \left(\frac{r_0}{Ze}\right)^4 \frac{1}{R^2} W_{\text{эф}}^{(\text{p})}, \qquad (8)$$

которое позволяет найти значение вероятности $W_{\text{К}}^{(\text{p})}$, если использовать значения $W_{\text{эф}}^{(\text{p})}$, приведенные на рис. 2.

Подставляя значения параметров для ИАГ — Nd^{3+} в формулу (8), получаем

$$W_{\text{К}}^{(\text{p})} = 1{,}23 \cdot 10^{-17} \frac{1}{R^2} W_{\text{эф}}^{(\text{p})}. \qquad (9)$$

Так как минимальное расстояние между ионами Nd^{3+} в ИАГ составляет $3{,}7 \cdot 10^{-8}$ см, то нетрудно видеть, что при любых концентрациях ионов Nd^{3+} в ИАГ $W_{\text{К}}^{(\text{p})} < W_{\text{эф}}^{(\text{p})}$. Однако не исключена возможность, что для других кристаллических систем может выполняться и обратное неравенство.

4. Нерезонансная электрон-фононная передача энергии

Общее выражение для вероятности нерезонансной электрон-фононной передачи энергии найдено в [5]. В случае, когда перенос энергии между донором и акцептором осуществляется с поглощением одного фонона решетки, вероятность передачи энергии определяется формулой*

$$W_{\text{эф}}^{(\text{нр})} = \frac{3}{16} \frac{\omega_D^6}{\pi^5 \rho^3 v_0^{15}} \frac{\Delta^3}{\exp(\hbar\Delta/kT) - 1} |M_{\lambda\mu}^{\lambda'\mu'}|^2, \qquad (10)$$

где

$$\Delta = |\varepsilon_{\lambda'} - \varepsilon_{\mu'}|/\hbar,$$

---

* В соответствующей формуле (46) работы [5] ошибочно пропущен множитель $\overline{(\sin^2 \delta_{\text{п}})}\ \overline{(\sin^2 \delta_{\text{т}})^2} = 0{,}125$.

$$M_{\lambda\mu}^{\lambda'\mu'} = \frac{1}{2}[\langle\lambda|V^{(1)}|\mu\rangle\langle\lambda'|V^{(2)}|\mu'\rangle + \langle\lambda|V^{(2)}|\mu\rangle\langle\lambda'|V^{(1)}|\mu'\rangle].$$

Чтобы получить выражение для вероятности передачи с испусканием одного фонона достаточно правую часть формулы (10) умножить на exp $(\hbar\Delta/kT)$.

В рассматриваемом здесь случае вычисление матричных элементов усложняется тем, что возбужденные состояния донора (λ') и акцептора (μ') отличаются по энергии. В качестве этих возбужденных состояний нами выбраны штарковские состояния уровня ${}^4F_{3/2}$ иона Nd^{3+} (рис. 1), волновые функции которых обозначены через $|j_1({}^4F_{3/2})\rangle = \pm|3/2,\ 3,\ 3/2,\ \pm 1/2\rangle$ и $|j_2({}^4F_{3/2})\rangle = |3/2,\ 3,\ 3/2,\ \pm 3/2\rangle$, в соответствии с общепринятым обозначением атомных волновых функций в приближении LS-связи. Таким образом, для нахождения вероятности $W_{\text{эф}}^{(\text{нр})}$ необходимо вычислить матричные элементы $\langle 3/2,\ 3,\ 3/2,\ \pm 1/2|$ $|V^{(n)}|3/2,\ 3,\ 3/2,\ \pm 3/2\rangle$ ($V^{(n)}$ — n-фононный член в разложении потенциальной функции ЭФВ). Вычисление этих матричных элементов в атомной спектроскопии осуществляется с помощью генеологической схемы, сводя тем самым задачу к вычислению матричных элементов типа $\langle f_1 m_1|Y_{em}|f_2 m_2\rangle$ ($|fm\rangle$ — одноэлектронная волновая функция $4f$-состояния). Далее, в волновой функции $|f_2 m_2\rangle$ электрона второго иона необходимо сделать упомянутый в разделе 2 параллельный перенос, после чего волновую функцию $|f_2 m_2\rangle$ в общем случае можно представить в следующем виде [9]:

$$|f_2 m_2\rangle = \sum_{f'=0}^{3} a_{f'}|f' m_2\rangle. \tag{11}$$

Поскольку волновая функция (11) содержит нечетные составляющие ($f' = 1,\ 3$), то в потенциальной функции ЭФВ также нужно оставлять нечетные компоненты, матричные элементы которых уже будут отличны от нуля. Таким образом, в разложении потенциала ЭФВ можно ограничиться следующими членами, вклады которых более существенны:

$$V^{(1)} = V_0^{(1)} + V_1^{(1)},$$
$$V^{(2)} = V_0^{(2)} + V_1^{(2)}.$$

Выражение для $V_0^{(1)}$ было приведено в разделе 2 (формула (2)), а $V_1^{(1)}$, $V_0^{(2)}$ и $V_1^{(2)}$ определяются следующими формулами:

$$V_0^{(2)} = \frac{8\sqrt{\pi}}{3}\frac{Ze^2}{r_0}(\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_4^2)\,Y_{00}, \tag{12}$$

$$V_1^{(1)} = \frac{8\sqrt{2\pi}}{3}\frac{Ze^2 r}{r_0^2}[2\sqrt{2}\,\Phi_3 Y_{10} + (\Phi_1 + i\Phi_2)\,Y_{1-1} - (\Phi_1 - i\Phi_2)\,Y_{11}],$$

$$V_1^{(2)} = \frac{4}{9}\sqrt{\frac{\pi}{3}}\frac{Ze^2 r}{r_0^2}[F_0^{(2)} Y_{10} + F_1^{(2)} Y_{11} - F_1^{(2)*} Y_{1-1}],$$

где

$$F_0^{(2)} = 10\sqrt{3}(\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_4^2) - 2\sqrt{2}(\Phi_5 - 1/3) - \sqrt{2}(\Phi_1^2 + \Phi_2^2),$$

$$F_1^{(2)} = [(5\sqrt{6}+1)\,\Phi_1 + (10\sqrt{6}+1)\,\Phi_2\Phi_4 + \Phi_1\Phi_6 - \Phi_1(\Phi_5 - 1/3)] +$$
$$+ i[(5\sqrt{6}-1)\,\Phi_2 + (10\sqrt{6}-1)\,\Phi_1\Phi_4 + \Phi_2\Phi_6 + \Phi_2(\Phi_5 - 1/3)],$$
$$\Phi_1 = \sin 2\vartheta \cos\varphi, \quad \Phi_2 = \sin 2\vartheta \sin\varphi, \quad \Phi_3 = \sin^2\vartheta,$$
$$\Phi_4 = \sin^2\vartheta \sin 2\varphi, \quad \Phi_5 = \cos^2\vartheta, \quad \Phi_6 = \sin^2\vartheta \cos 2\varphi.$$

Здесь ϑ и φ — сферические координаты волнового вектора акустических волн в кристалле. Для учета акустических волн всех направлений в конечных физических результатах необходимо провести усреднение по углам φ и ϑ $(0 \leqslant \vartheta \leqslant \pi,\ \ 0 \leqslant \varphi \leqslant 2\pi)$.

Вычисление матричных элементов, входящих в формулу (10), приводит к следующим отличным от нуля значениям:

$$\begin{gathered}
\langle 3/2 \pm 1/2 \,|\, r Y_{1\pm1} \,|\, 3/2 \pm 3/2 \rangle = \frac{3}{5^2}\sqrt{\frac{2}{5}}\, R Y_{10}(\theta, \Phi) \langle f | r^0 | f \rangle, \\
\langle 9/2 \pm 3/2 \,|\, r^0 Y_{00} \,|\, 9/2 \pm 3/2 \rangle = \langle 9/2 \pm 5/2 \,|\, r^0 Y_{00} \,|\, 9/2 \pm 5/2 \rangle = \\
= \frac{3}{2\sqrt{\pi}} \langle f | r^0 | f \rangle.
\end{gathered} \tag{13}$$

Подставляя значения матричных элементов (13) в формулу (10) и усредняя по сферическим углам (ϑ, φ) волнового вектора, для нерезонансной ЭФ передачи энергии получаем

$$W_{\text{эф}}^{(\text{нр})} = \frac{2^{10}\cdot 3\cdot 16{,}38}{5^5}\, \frac{\omega_D^6}{\pi^4 \rho^3 v_0^{15}}\, \frac{\Delta^3}{\exp(\hbar\Delta/kT) - 1} \times$$
$$\times \left(\frac{Z^2 e^4}{r_0^3}\right)^2 R^2\, Y_{10}^2(\theta, \Phi)\, |\langle f | r^0 | f \rangle|^4. \tag{14}$$

Выполнив в формуле (14) усреднение по сферическим углам (Θ, Φ) вектора $\mathbf{R}$ для учета всевозможных ориентаций акцептора относительно донора $(\overline{Y_{10}^2(\theta, \Phi)} = 1/4\pi)$ и перейдя от параметра ω_D к n и Ω, для вероятности $W_{\text{эф}}^{(\text{нр})}$ получаем выражение

$$W_{\text{эф}}^{(\text{нр})} = \frac{2^{10}\cdot 3^3\cdot 16{,}38}{5^5}\, \frac{n^2}{\pi\rho^3 v_0^9\, \Omega^2}\, \frac{\Delta^3 R^2}{\exp(\hbar\Delta/kT) - 1} \left(\frac{Z^2 e^4}{r_0^3}\right)^2 |\langle f | r^0 | f \rangle|^4. \tag{15}$$

Из сравнения формул (3) и (15) находим

$$W_{\text{эф}}^{(\text{нр})} = \frac{3\cdot 16{,}38}{4\cdot 5^5}\, \frac{\Delta^3 R^2}{\pi\rho r_0^2 v_0^5}\, \frac{\Gamma}{\exp(\hbar\Delta/kT) - 1}\, W_{\text{эф}}^{(\text{р})}$$

или, подставляя численные значения параметров,

$$W_{\text{эф}}^{(\text{нр})} = 7{,}1\cdot 10^6 R^2\, \frac{\Gamma}{\exp(121/T) - 1}\, W_{\text{эф}}^{(\text{р})}. \tag{16}$$

Анализ формулы (16) показывает, что $W_{\text{эф}}^{(\text{нр})} < W_{\text{эф}}^{(\text{р})}$. Действительно, если учесть, что обменные взаимодействия могут оказывать влияние на расстояниях $R \leqslant 10^{-7}$ см, а суммарная ширина не может превосходить штарковского расщепления уровней ($\Gamma \leqslant 200$ см$^{-1}$), то для температуры, при которой $W_{\text{эф}}^{(\text{нр})} = W_{\text{эф}}^{(\text{р})}$, получается значение $T \sim 10^7$ K, что, конечно, нереально. Сравнивая формулы (16) и (9), нетрудно видеть также, что $W_{\text{эф}}^{(\text{нр})} < W_{\text{К}}^{(\text{р})}$.

5. Выводы

Таким образом, из рассмотренных здесь трех обменных механизмов передачи энергии в кристаллической системе ИАГ—Nd^{3+} наиболее эффективным оказывается механизм резонансной передачи, индуцированный электрон-фононным взаимодействием. В зависимости от конкретной кристаллической системы существенными могут оказаться также резонансный кулоновский и, возможно, нерезонансный электрон-фононный механизмы.

Отметим, что зависимость вероятностей рассмотренных типов передачи энергии от расстояния между примесными ионами почти одинакова, так как она в основном определяется интегралом перекрытия $(\langle f|r^0|f\rangle)^4$, который экспоненциально убывает с ростом расстояния R между Tr^{3+}-ионами.

В заключение авторы выражают благодарность М. Л. Тер-Микаеляну за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Forster Th.* Ann. Physik, 2, 55 (1948); Zs. Naturf, 4a, 321 (1949).
   Dexster D. L. J. Chem. Phys., 21, 831 (1953).
2. *Агранович В. М., Галанин М. Д.* Перенос энергии электронного возбуждения в конденсированных средах. Изд. Наука, М., 1978.
3. *Judd B. R.* Phys. Rev., 127, 750 (1962).
   Ofeld G. S. J. Chem. Phys., 37, 511 (1962).
4. *Ткачук А. М.* В сб. «Спектроскопия кристаллов». Изд. Наука, Л., 1978.
5. *Сафарян Ф. П.* Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 295 (1981).
6. *Демирханян Г. Г., Сафарян Ф. П.* Ученые записки ЕрГУ, № 2, 61 (1981).
7. *Сафарян Ф. П.* ДАН АрмССР, 72, 243 (1981).
8. *Сафарян Ф. П.* ФТТ, 19, 1947 (1977); ФТТ, 20, 1563 (1978).
9. *Варшалович Д. А.* и др. Квантовая теория углового момента. Изд. Наука, М., 1967.

ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ ԻՈՆՆԵՐԻ ՄԻՋԵՎ ԷԼԵԿՏՐՈՆԱՅԻՆ ԳՐԳՌՄԱՆ ԷՆԵՐԳԻԱՅԻ ԷԼԵԿՐՈՆ-ՖՈՆՈՆ ԵՎ ԿՈՒԼՈՆՅԱՆ ՓՈԽԱՆՑՄԱՆ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՇՈՒՐՋԸ

Գ. Գ. ԴԵՄԻՐԽԱՆՅԱՆ, Ֆ. Պ. ՍԱՖԱՐՅԱՆ

Մուլտիպոլ-մուլտիպոլ և էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցության մատրիցական էլեմենտների հաշվման միջոցով գտնված են էլեկտրոնային գրգռման էներգիայի փոխանցման հավանականությունները բյուրեղներում գտնվող երկու խառնուրդային իոնների միջև: Ենթադրվում է, որ այդ փոխանցումը կատարվում է շնորհիվ կուլոնյան և էլեկտրոն-ֆոնոն փոխազդեցությունների: Ցույց է տրված, որ, օրինակ, YAG-Nd^{3+} *բյուրեղային համակարգում, դիտարկված կարճ մեխանիզմներից առավել էֆեկտիվը էներգիայի փոխանցման էլեկտրոն-ֆոնոնային մեխանիզմն է, որը կարող է բերել էներգիայի փոխանցման, երբ երկու* Nd^{3+} *իոնների միջև հեռավորությունը հասնում է մինչև* $R_m = 0{,}67$ *նմ: Այդպիսի փոխանցման հավանականության իոնների հեռավորությունից կախվածության գրաֆիկը, տարբեր ջերմաստիճաններում, բերված է հոդվածում:*

ON THE THEORY OF EXCHANGE ELECTRON-PHONON TRANSFER OF ELECTRON EXCITATION ENERGY BETWEEN IMPURITY IONS IN CRYSTALS

G. G. DEMIRKHANYAN, F. P. SAFARYAN

Based on detailed calculation of the matrix elements of multipole and electron-phonon interactions, the probabilities of exchange mechanisms of excitation energy transfer between Tr^{3+} impurity ions have been obtained. It was shown that the mechanism of electron-phonon energy transfer played an essential role in the YAG-Nd^{3+} system, and could lead to the energy transfer up to the distance of 0.67 nm. The dependence of the probability of resonance electron-phonon energy transfer on the distance between ions was given for different temperatures.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 18, вып. 4, 220—223 (1983)

УДК 621.371.25

О ВОЗБУЖДЕНИИ МЕЖСЛОЕВОГО ВОЛНОВОДА ПРИ МНОГОКРАТНОМ РАССЕЯНИИ

Ф. А. КОСТАНЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

Б. В. ЮХМАТОВ

Андижанский государственный педагогический институт

(Поступила в редакцию 5 сентября 1982 г.)

В рамках геометрической оптики исследуется влияние рефракции на возбуждение межслоевого ионосферного волновода при многократном рассеянии. С помощью уравнения типа Эйнштейна—Фоккера получено выражение для коэффициента захвата плоской волны, наклонно падающей на искривленный ионосферный слой. Численно исследована зависимость коэффициента захвата от угла падения. Показано, что учет влияния рефракции приводит к тому, что коэффициент захвата может превышать 3—4% и сильно зависит от кривизны слоя.

Известно, что распространение радиоволн КВ диапазона ($f \gtrsim 10$ МГц) на дальние расстояния возможно по скачковым, скользящим и волноводным траекториям. При этом оптимальной с точки зрения устойчивой радиосвязи между удаленными пунктами является передача энергии волноводным путем. Одним из возможных механизмов ввода-вывода энергии в ионосферный волноводный канал (ИВК) является рефракция и рассеяние на крупных случайных неоднородностях ($kl \gg 1$, где l — характерный масштаб рассеивающих неоднородностей).

Используя разработанную в работах [1—4] статистическую схему, основанную на применении уравнения типа Эйнштейна—Фоккера (УЭФ) для углового энергетического спектра, найдем коэффициент возбуждения ИВК. Исследуем характер влияния угла падения на слой плоской волны на величину коэффициента захвата. Функцию корреляции неоднородностей выберем в виде [5]

$$\rho = \exp\left\{\frac{1}{\pi l^2}\left[(r'-r'')^2 + r'r''(\vartheta'-\vartheta'')^2\right]\right\}, \tag{1}$$

где ϑ', ϑ'', r', r'' — полярные координаты коррелирующих точек, принадлежащих неоднородностям. Мы ограничиваемся рассмотрением распространения радиоволн в плоскости большого круга сферически-слоистой ионосферы. Обращаясь к эффектам вертикального рассеяния и учитывая, что основной вклад вносит рассеяние на малые углы, можем записать УЭФ для вероятности $V(\eta/\zeta)$ после прохождения пути ρ [5], если флуктуации полярного угла β записать в виде

$$\eta = \xi - \xi_0 = \ln \operatorname{tg} \frac{\beta}{2} - \ln \operatorname{tg} \frac{\beta_0}{2}:$$

$$\frac{\partial V}{\partial \zeta} = \frac{D}{\sin^2 \beta_{00}} \frac{\partial^2}{\partial \eta^2} \left(\frac{\operatorname{ch}^2 \xi}{\operatorname{ch}^2 \xi_0} V \right) + \left(\frac{d \ln n_0(r)}{dr} + \frac{1}{r} \right) \frac{dV}{dr}, \tag{2}$$

где β_{00} — начальный угол падения плоской волны на слой, β_0 — невозмущенный полярный угол, фигурирующий в законе Снеллиуса для сферически-слоистой среды [6]:

$$rn \sin \beta_0 = r_0 \sin \beta_{00}, \tag{3}$$

где r_0 — расстояние от центра Земли до начала слоя.

Коэффициент диффузии лучей D зависит от статистических свойств рассеивающего слоя. Для флуктуирующей части электронной концентрации N_1 рассмотрим следующие модели [3]:

$$\begin{aligned} &\text{а)} \quad \overline{N_1^2} = \text{const}, \\ &\text{б)} \quad \overline{(\delta N)^2} = \overline{N_1^2}/N_0^2 = \text{const}, \end{aligned} \tag{4}$$

где N_0 — регулярная часть электронной концентрации.

Соответственно коэффициент диффузии лучей можно записать в виде [3]

$$\begin{aligned} &\text{а)} \quad D_1 = \frac{\overline{\varepsilon_1^2}}{4 \varepsilon_0 l}, \\ &\text{б)} \quad D_2 = \frac{\overline{(\delta N)^2} (1 - \varepsilon_0)^2}{4 \varepsilon_0 l}; \end{aligned} \tag{5}$$

здесь $\varepsilon = \varepsilon_0 + \varepsilon_1$, ε_0 — диэлектрическая проницаемость, ответственная за регулярную рефракцию, ε_1 — случайная часть диэлектрической проницаемости ε, причем $\overline{\varepsilon_1^2} = \text{const}$ и

$$\sqrt{\overline{\varepsilon_1^2}} \ll \varepsilon_0. \tag{6}$$

Последнее условие позволяет заменить реальный процесс рассеяния процессом Маркова и использовать УЭФ [1].

Начальное условие для уравнения (2) запишем в виде

$$V|_{\zeta=0} = \delta(\eta). \tag{7}$$

Решение уравнения (2) с начальным условием (7) известно [2]:

$$V_{1,2}(\eta/\zeta) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\,\sigma_{1,2}} e^{-\frac{\eta^2}{2\sigma_{1,2}^2}}, \tag{8}$$

где

$$\sigma_{1,2}^2 = \frac{2}{\sin^2 \beta_{00}} \int_{\zeta_0}^{\zeta} D_{1,2}\, d\zeta' \tag{9}$$

есть дисперсия. Интегрирование в (9) ведется вдоль невозмущенной траектории луча, определяемой соотношением (3). В случае просачивания при

$f > f_{\text{МПЧ }F}$ ($f_{\text{МПЧ}}$ — максимальная применимая частота [6], [7]) значение дисперсии уменьшалось в 2 раза.

Коэффициент захвата, как и в [6], определяется интегралом

$$G = \int_{\eta_0}^{\eta'} V_{1,2}(\eta/\zeta)\, d\eta, \qquad (10)$$

где

$$\eta_k = \operatorname{tg}\frac{\beta_{zm2}}{2} - \operatorname{tg}\frac{\beta_{02}}{2},$$

$$\eta' = \operatorname{tg}\frac{\beta_{zm2}}{2} + \operatorname{tg}\frac{\beta_{02}}{2},$$

β_{zm2} — угол захвата волны в ИВК, определяемый по аналогии с [6]. Выражение для $V_{1,2}(\eta/\zeta)$ берется с суммарной дисперсией по слоям.

Расчет коэффициента захвата проводился на БЭСМ-4М и ЕС-1022 для трехслойной модели квазиплоской ионосферы с модифицированной диэлектрической проницаемостью

$$\varepsilon_{\text{мод}} = \varepsilon(z)\,(1 + 2\,z/R_0),$$

где R_0 — радиус Земли. В каждом модельном слое принята параболическая аппроксимация высотного слоя регулярной электронной концентрации. Соответствующая диэлектрическая проницаемость есть [3]

$$\varepsilon_k(z) = 1 - 2\left(\frac{\cos\beta_{0k}}{u_k}\right)^2\left[(-1)^k\left(\frac{z}{z_{mk}}\right)^2 + 2(-1)^k\left(\frac{z}{z_{mk}}\right) + p_k\right],$$

где k — номер слоя, p_k — параметр, определяющий сдвиг модельных

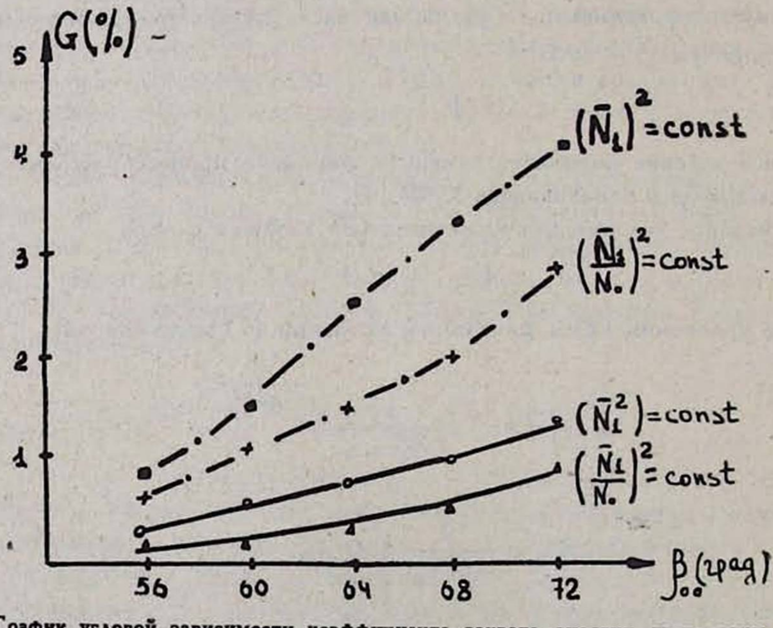


График угловой зависимости коэффициента захвата энергии радиоволны в ИВК: ○, ▲ — для плоской модели ионосферы; ■, + — для сферической модели ионосферы.

парабол, причем $p_1=0$, z_{mk} — полутолщина k-го слоя, $u=f/f_{ck}$, f — рабочая частота, f_{ck} — критическая частота k-го слоя. Величины f_{ck}, z_{mk} и p_k выбирались и рассчитывались по данным табл. 3, 4 работы [4]. Результаты расчетов приведены в виде графика (см. рисунок) зависимости коэффициента захвата от угла падения β_{00} волны на слой. Известно [5], что кривизна существенно сказывается на дисперсии (9), особенно при больших углах падения. Как показывают расчеты, превышение достигает 200—300% даже без учета рассеяния вблизи области отражения. Таким образом, учет влияния рефракции на захват энергии в искривленный ИВК приводит к существенному увеличению значения коэффициента захвата при $f > f_{\text{МПЧ}}$. Изложенная методика позволяет, в принципе, исследовать также влияние анизомерии на захват энергии в ИВК.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Денисов Н. Г.* Изв. вузов, Радиофизика, 1, 34 (1958).
2. *Голынский С. М., Гусев В. Д.* Геомагнетизм и аэрономия, 17, 62 (1978).
3. *Голынский С. М., Гусев В. Д.* Радиотехника и электроника, 21, 630 (1976).
4. *Зеленова Т. И., Легенька А. Д., Фаткуллин М. Н.* В сб. «Физика и эмпирическое моделирование ионосферы», Изд. Наука, М., 1976, стр. 71.
5. *Абу Ассад Хури.* Кандидатская диссертация, МГУ, 1972.
6. *Ерухимов Л. М., Матюгин С. Н., Урядов В. П.* Изв. вузов, Радиофизика, 18, 1297 (1975).
7. *Гуревич А. В., Цедилина Е. Е.* Сверхдальнее распространение коротких радиоволн. Изд. Наука, М., 1979.

ՄԻՋՇԵՐՏԱՅԻՆ ԱԼԻՔԱՏԱՐԻ ԳՐԳՌՈՒՄԸ ԲԱԶՄԱԿԻ ՑՐՄԱՆ ԴԵՊՔՈՒՄ

Ֆ. Ա. ԿՈՍՏԱՆՅԱՆ, Բ. Վ. ՅՈՒԽՄԱՏՈՎ

Երկրաչափական օպտիկայի շրջանակներում հետազոտվում է ռեֆրակցիայի ներգործությունը իոնոլորտային միջշերտային ալիքատարի գրգռման վրա բազմակի ցրման դեպքում։ Ցույց է տրված, որ ռեֆրակցիայի ներգործությունը հանգեցնում է այն բանին, որ հարթ ալիքի հափշտակման գործակիցը կարող է 3—4 տոկոսով աճել և այն կտրուկ կերպով կախված է շերտի կորությունից։

ON THE EXCITATION OF INTERLAYER WAVEGUIDE BY MULTIPLE SCATTERING

F. A. KOSTANYAN, B. V. YUKHMATOV

In the ray approximation the influence of refraction on the excitation of interlayer ionospheric waveguide at multiple scattering has been studied. It is shown that as a result of refraction the capture ratio can exceed 3—4% and strongly depends on the layer curvature.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 18, вып. 4, 224—227 (1983)

УДК 641.03

ПРЕДЕЛЬНАЯ ПЛОТНОСТЬ ПРОСТРАНСТВЕННОГО ЗАРЯДА ПРИ УСКОРЕНИИ СГУСТКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Л. М. МОВСИСЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 декабря 1982 г.)

Методом сравнения собственного поля пространственного заряда с действующим в волноводе полем определена предельная плотность объемного заряда для шарообразного и цилиндрического сгустков заряженных частиц.

При больших плотностях пространственного заряда в сгустке поле пространственного заряда становится сравнимым с действующим в волноводе полем, которое представляет собой суперпозицию поля стороннего генератора и поля излучения. При таких плотностях в фазовых уравнениях необходимо учитывать поле пространственного заряда (см., например, [1—5]). Объемный заряд следует учитывать для начальной части ускорителя, где частицы не являются сильно релятивистскими и малая длина волны в волноводе увеличивает плотность объемного заряда при той же фазовой протяженности сгустка. Продольное поле пространственного заряда определяется уравнением Пуассона [3, 6]. В работе [7] методом сравнения кулоновского поля и поля бегущей вдоль оси волновода волны оценены предельные токи в линейных ускорителях.

Целью настоящей работы является нахождение предельной плотности пространственного заряда, ограничивающего токи в линейных ускорителях.

Будем считать, что в группирователе создаются сгустки зарядов резко очерченной формы и с достаточно однородным распределением заряда вдоль сгустка. Предположим, что в процессе ускорения поперечные размеры сгустка остаются неизменными, что обеспечивается внешними фокусирующими полями. Длина сгустка и продольное распределение заряда изменяются в процессе ускорения.

Необходимо отметить, что при увеличении интенсивности пучка для фиксированной длительности импульса инжекции наблюдается разрушение пучка [5], называемое «эффектом укорочения импульса». Это явление объясняется интенсивным возбуждением пучком несимметричной гибридной волны типа HE_{11}. Здесь мы не будем рассматривать вопрос ограничения тока связанным с этим явлением и будем интересоваться лишь продольной неустойчивостью пучка из-за влияния кулоновского поля пучка.

Методом сравнения полей найдем предельные плотности пространственного заряда. Суть этого метода заключается в том, что с помощью уравнения Пуассона определяется кулоновское поле пространственного заряда на конце сгустка и сравнивается с полем волны в этой же точке сгустка. При этом задается форма сгустка и распределение заряда вдоль сгустка считается однородным.

Предположим, что короткие сгустки, на протяженности которых действующее в волноводе поле можно линеаризовать, в лабораторной системе координат представляют собой заряженные шары с радиусом R [4]. При этом продольное поле пространственного заряда внутри сгустка вдоль оси волновода будет изменяться линейно:

$$E_q = \frac{I_{\text{имп.}}\, z}{2\,\varepsilon_0 \omega R^3} = \frac{\rho z}{3\,\varepsilon_0}, \tag{1}$$

где $I_{\text{имп.}} = Qf = Q\dfrac{\omega}{2\pi}$ — импульсное значение тока ускоряемых электронов, Q — полный заряд сгустка, ρ — объемная плотность заряда, z — смещение точки от центра шара вдоль оси волновода.

Считаем, что поле волны изменяется линейно по длине сгустка. В случае предельной плотности объемного заряда кулоновское поле сгустка, складываясь с полем волны, дает постоянное по длине сгустка поле, т. е.

$$E\sin(\varphi_p + \psi) - E\sin\varphi_p = E_q(\psi), \tag{2}$$

где E — амплитуда действующего в волноводе поля, φ_p — фаза, соответствующая электрическому центру сгустка, ψ — отклонение фазы частицы от центра сгустка,

$$\psi = \frac{2\pi}{\lambda} z, \tag{3}$$

λ — длина волны в замедляющей системе.

Разлагая в ряд левую часть уравнения (2) и ограничиваясь первым членом разложения, для предельной плотности пространственного заряда получаем

$$\rho_{\text{пр}} = \frac{6\,\pi\varepsilon_0}{\lambda} E\cos\varphi_p. \tag{4}$$

В формуле (4) принято, что $\psi \ll \varphi_p$. Предельная плотность пространственного заряда для шарообразного сгустка зависит от амплитуды ускоряющего поля и от фазы φ_p центра сгустка.

Необходимо отметить, что действие поля излучения на передние и задние электроны сгустка различно, и это различие входит в выражение действующего в волноводе поля.

Для длинных сгустков из-за нелинейности полей волны и пространственного заряда изменяются как длина сгустка зарядов, так и распределение плотности заряда вдоль длины сгустка [8]. Будем считать, что когда сгусток расплывается, заряд его перераспределяется равномерно. Для длинных сгустков наиболее приемлемой моделью будет модель цилиндрического сгустка с равномерным распределением заряда вдоль сгустка. При этом продольное поле пространственного заряда на оси сгустка определяется выражением

$$E_q = \frac{\rho}{2\varepsilon_0}\left[\sqrt{r_0^2 + \left(z - \frac{l}{2}\right)^2} - \sqrt{r_0^2 + \left(z + \frac{l}{2}\right)^2} + 2z\right], \qquad (5)$$

где l — длина, r_0 — радиус цилиндрического сгустка, причем $r_0 \ll l$.

Сгустки вдоль оси ускоряющей системы следуют друг за другом с периодом λ.

Суммарное поле на торце сгустка от собственного пространственного заряда и от заряда соседнего сгустка (действие полей остальных сгустков не учитывается, так как кулоновское поле с увеличением расстояния быстро убывает) будет

$$E_{q\Sigma} = \frac{\rho}{2\varepsilon_0}\left[r_0 + \sqrt{r_0^2 + \lambda^2} - \sqrt{r_0^2 + l^2} - \sqrt{r_0^2 + (\lambda - l)^2}\right]. \qquad (6)$$

Это поле достигает максимального значения, когда $l = \lambda/2$, т. е. фазовая протяженность сгустка есть $2\psi = \pi$. При этом

$$E_{q\Sigma\,\max} = \frac{\rho}{2\varepsilon_0}\left[r_0 + \sqrt{r_0^2 + \lambda^2} - 2\sqrt{r_0^2 + \frac{\lambda^2}{4}}\right]. \qquad (7)$$

При захвате электронов в процессе ускорения выполняется условие

$$\psi = \frac{\pi}{2} - \varphi_p. \qquad (8)$$

Следовательно, при условии $2\psi = \pi$ центральная частица находится в нулевой фазе.

Из условия равенства действующего на торце сгустка поля и собственного поля пространственного заряда получаем

$$\rho_{\text{пр}} = \frac{2\varepsilon_0 E}{r_0 + \sqrt{r_0^2 + \lambda^2} - 2\sqrt{r_0^2 + \frac{\lambda^2}{4}}}. \qquad (9)$$

При этом полный заряд сгустка будет максимальным.

При не очень длинных сгустках и при условии, что центру сгустка соответствует фаза $\varphi_p \neq 0$, максимальная плотность заряда будет определяться из соотношения

$$E_q\left(\frac{l}{2}\right) = E\sin(\varphi_p + \psi) - E\sin\varphi_p. \qquad (10)$$

Для коротких сгустков действие кулоновских полей соседних сгустков не учитываем. При этом предельная плотность пространственного заряда будет

$$\rho_{\text{пр.}} = \frac{2\varepsilon_0 E[\sin(\varphi_p + \psi) - \sin\varphi_p]}{r_0 + \frac{\lambda}{\pi}\psi - \sqrt{r_0^2 + \left(\frac{\lambda}{\pi}\psi\right)^2}}. \qquad (11)$$

Однако возможны и случаи ускорения сгустков при плотностях, превышающих величину, определяемую формулой (11). Эти плотности определяются из условия, что когда сгусток расплывается и его длина становится такой, что выполняется равенство $\varphi_p + \psi = \pi/2$, собственное поле сгустка на торце удовлетворяет соотношению (10). При этом плотность пространственного заряда дается выражением

$$\rho_{\text{пр. к.}} = \frac{2\varepsilon_0 E(1-\sin\varphi_p)}{r_0 + \frac{\lambda}{\pi}\left(\frac{\pi}{2}-\varphi_p\right) - \sqrt{r_0^2 + \frac{\lambda^2}{\pi^2}\left(\frac{\pi}{2}-\varphi_p\right)^2}} \tag{12}$$

На основе закона сохранения полного заряда сгустка можно установить связь между предельными плотностями:

$$\rho_{\text{пр. н.}} = \rho_{\text{пр. к.}} \frac{\pi/2-\varphi_p}{\psi}, \tag{13}$$

где индексы «н» и «к» указывают на начальное и конечное значения плотности. Как следует из формулы (13), возможны случаи ускорения сгустков при плотностях, превышающих значения, определяемые формулой (12).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Власов А. Д.* Теория линейных ускорителей. Атомиздат, М., 1965.
2. *Капчинский И. М.* Динамика частиц в линейных резонансных ускорителях. Атомиздат, М., 1966.
3. *Жилейко Г. И.* Высоковольтные электронные пучки. Изд. Энергия, М., 1968.
4. *Вальднер О. А., Власов А. Д., Шальнов А. В.* Линейные ускорители. Атомиздат, М., 1969.
5. *Бурштейн Л Э., Воскресенский Г. В.* Линейные ускорители электронов с интенсивными пучками. Атомиздат, М., 1970.
6. *Мовсисян Л. М.* Атомная энергия, 27, 69 (1969).
7. *Жилейко Г. И., Мовсисян Л. М.* Атомная энергия, 28, 511 (1970).
8. *Снедков Т. А.* Элементы передатчиков с ускоренными электронными пучками. Изд. Связь, М., 1978.

ՏԱՐԱԾԱԿԱՆ ԼԻՑՔԻ ՍԱՀՄԱՆԱՅԻՆ ԽՏՈՒԹՅՈՒՆԸ ԼԻՑՔԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ԹԱՆՁՐՈՒԿՆԵՐԻ ԱՐԱԳԱՑՄԱՆ ԺԱՄԱՆԱԿ

Լ. Մ. ՄՈՎՍԻՍՅԱՆ

Տարածական լիցքի սեփական դաշտի և ալիքատարում գործող դաշտի համեմատության եղանակով որոշված են լիցքավորված մասնիկների գնդաձև և գլանային թանձրուկների համար տարածական լիցքի սահմանային խտությունները։

THE LIMITING DENSITY OF A SPACE CHARGE AT THE ACCELERATION OF CHARGED PARTICLE BUNCHES

L. M. MOVSISYAN

The limiting density of the space charge for ball-shaped and cylindrical bunches of charged particles is determined by comparing the space charge field and the effective field in a waveguide.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 18, вып. 4, 228—234 (1983)

УДК 621.382.3

К ТЕОРИИ ФИЗИЧЕСКИХ ПРОЦЕССОВ В МАГНИТОДИОДАХ

В. М. АРУТЮНЯН, Г. В. НАНУШЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 сентября 1982 г.)

В работе в дрейфовом приближении развита двумерная теория магнитодиодов на основе тонких слоев из компенсированных полупроводников со сложной зонной структурой. Получено выражение для ВАХ p^+-n-n^+-структуры для модели с одним глубоким уровнем, находящимся около середины запрещенной зоны.

Магнитодиоды из высокоомных полупроводников, компенсированных примесями, создающими глубокие рекомбинационные уровни в запрещенной зоне, имеют ряд преимуществ, что делает их весьма перспективными для практических приложений [1]. С этой точки зрения разработка обобщенной теории магнитодиодов из компенсированных полупроводников может указать пути оптимального проектирования таких магниточувствительных диодных структур.

Как известно, работа магнитодиодов основана на магнитодиодном эффекте: в p^+-n-n^+- или p^+-p-n^+-диодах, смещенных в пропускном направлении и помещенных в поперечное магнитное поле, имеет место уменьшение длины диффузионного смещения, что может привести к сильному уменьшению прямого тока диода вследствие резкого снижения концентрации неравновесных носителей [1].

Теории магнитодиодов посвящен ряд работ [2—5]. В отличие от последних в настоящей работе анализ проведен для случая более сложной зонной схемы с учетом захвата носителей на глубокие уровни. Процессы осуществляются в базе, где заряд ионизованных мелких донорных центров N_g захвачен на глубокие акцепторные центры N_-, полная концентрация которых равна N_0. Избыточный заряд, локализованный на неподвижных центрах, равен $e(N_g - N_-)$ [6, 7].

Основные уравнения в векторном виде записи, описывающие физические процессы в рассматриваемой здесь структуре, имеют вид:

$$\mathbf{j}_n = en\mu_n \mathbf{E} + eD_n \nabla n - \mu_n^* [\mathbf{j}_n \times \mathbf{B}], \quad (1)$$

$$\mathbf{j}_p = ep\mu_p \mathbf{E} - eD_p \nabla p + \mu_p^* [\mathbf{j}_p \times \mathbf{B}], \quad (2)$$

$$\mathbf{j} = \mathbf{j}_n + \mathbf{j}_p, \quad (3)$$

$$\frac{1}{e} \operatorname{div} \mathbf{j}_n = \frac{\delta_n}{\tau_n} = \frac{n - n_T}{\tau_n}, \quad (4)$$

$$\frac{1}{e}\operatorname{div}\mathbf{j}_p = -\frac{\delta p}{\tau_p} = -\frac{p - p_T}{\tau_p}, \tag{5}$$

$$\frac{\varepsilon}{e}\operatorname{div}\mathbf{E} = p - n + N_g - N_-, \tag{6}$$

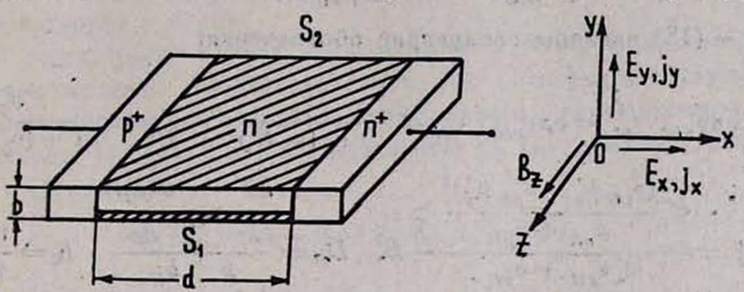
где $\mu^*_{n,p}$ — холловские подвижности электронов и дырок. Остальные обозначения являются общепринятыми [1, 7].

Уравнения (1)—(6) дополняются уравнением сохранения электрического заряда и требованием потенциальности электрического поля:

$$\operatorname{div}\mathbf{j} = 0, \tag{7}$$

$$\operatorname{rot}\mathbf{E} = 0. \tag{8}$$

Нами рассматривается двойная инжекция в p^+-n-n^+-структуре прямоугольного сечения с размерами d, b и a соответственно в направлении осей x, y и z, помещенной в поперечное магнитное поле с индукцией $\mathbf{B}(0,\ 0,\ B_z)$ (см. рисунок). В случае «длинной» базы, когда длина высокоомной базовой области d намного больше диффузионной длины L, падением напряжения на сильно легированных p^+- и n^+-областях можно пренебречь по сравнению с падением напряжения на базе. Задачу решим в



Схематическая модель магнитодиода.

дрейфовом приближении при обычном для этого приближения граничном условии [6, 7]

$$E_x(0) = 0.$$

При условии $a,\ d \gg b$, как показано в [2, 3], можно сделать некоторые предположения:

$$E_x = E_x(x),\ E_y = E_y(y),\ \left|\frac{\partial E_y}{\partial y}\right| \ll \left|\frac{\partial E_x}{\partial x}\right|,$$

$$j_x = j_x(y),\quad j_y = j_y(x) = 0. \tag{9}$$

Следовательно, трехмерную задачу можно свести к связанным квазиодномерным задачам. Причем в этом приближении влияние перпендикулярных к оси z поверхностей базовой области пренебрежимо мало, а роль перпендикулярных к оси y поверхностей определяется следующими граничными условиями

$$j_{py} = -es_1[p(0) - p_T] \quad \text{при} \quad y = 0, \tag{10}$$

$$j_{py} = es_2[p(b) - p_T] \quad \text{при} \quad y = b, \tag{11}$$

где s_1 и s_2 — скорости поверхностной рекомбинации соответственно на поверхностях $y=0$ и $y=b$.

Из уравнений (1)—(8) при сделанных предположениях, учете условий (10), (11) и соотношения Эйнштейна получаем выражение для средней плотности тока, уравнение для определения продольной компоненты электрического поля и основное уравнение для концентрации дырок $p(y)$ в некотором сечении диода:

$$\langle j_x\rangle=(1+\beta)\langle\sigma_{nH}+\sigma_{pH}\rangle E_x-e(\mu_n^*+\mu_p^*)B_z\left\langle D_H\frac{\partial p}{\partial y}\right\rangle, \quad (12)$$

$$-\frac{\varepsilon}{e}\frac{\partial}{\partial x}\left(E_x\frac{\partial E_x}{\partial x}\right)+N_g\frac{\partial E_x}{\partial x}=\frac{1+b_0}{\mu_n}G(x), \quad (13)$$

$$D_H\frac{\partial^2 p}{\partial y^2}-D_H k^*\frac{\partial p}{\partial y}-\frac{p-p_T}{\tau_p}+G(x)-\frac{\mu_n}{1+b_0}\frac{\partial}{\partial x}(E_x N_-)=0. \quad (14)$$

Здесь $G(x)$ определяется выражением

$$G(x)=\frac{\langle p\rangle-p_T}{\tau_{\text{эфф}}(x)}+\frac{\mu_n}{1+b_0}\frac{\partial}{\partial x}(E_x\langle N_-\rangle). \quad (15)$$

В (12) — (15) введены следующие обозначения:

$$\sigma_{nH}=en\mu_{nH},\ \sigma_{pH}=ep\mu_{pH},\ \mu_{nH}=\frac{\mu_n}{1+(\mu_n^* B_z)^2},\ \mu_{pH}=\frac{\mu_p}{1+(\mu_p^* B_z)^2},$$

$$\beta=\frac{\left\langle\dfrac{(\sigma_{nH}\mu_n^*-\sigma_{pH}\mu_p^*)^2}{\sigma_{nH}+\sigma_{pH}}\right\rangle}{\langle\sigma_{nH}+\sigma_{pH}\rangle}B_z^2,\ D_H=\frac{\dfrac{kT}{e}\mu_{nH}\dfrac{\partial(np)}{\partial p}}{p+b_{Hn}},\ b_0=\frac{\mu_n}{\mu_p},$$

$$b_H=\frac{\mu_{nH}}{\mu_{pH}},\ k^*=-\frac{e}{kT}\frac{n^2b_H+p^2\dfrac{\partial n}{\partial p}}{(p+b_Hn)\dfrac{\partial(np)}{\partial p}}(\mu_n^*+\mu_p^*)B_zE_x-$$

$$-\frac{\left(\dfrac{\partial n}{\partial p}p-n\right)\left(1-b_H\dfrac{\partial n}{\partial p}\right)+p(p+b_Hn)\dfrac{\partial^2 n}{\partial p^2}}{(p+b_Hn)\dfrac{\partial(np)}{\partial p}}\frac{\partial p}{\partial y}, \quad (16)$$

а $\langle\cdots\rangle$ означает усреднение по координате y, в частности,

$$\langle p\rangle=\frac{1}{b}\int_0^b p(x,y)\,dy.$$

В (15) $\tau_{\text{эфф}}(x)$ — эффективное время жизни неравновесных носителей в данном сечении диода,

$$\frac{1}{\tau_{\text{эфф}}(x)}=\frac{1}{\tau_p}+\frac{s_1[p(0)-p_T]+s_2[p(b)-p_T]}{b(\langle p\rangle-p_T)}. \quad (17)$$

Полученные результаты находятся в согласии с ранее известными, но являются более общими. Так, если не учитывать захват носителей глубокими уровнями в запрещенной зоне и принять условие локальной квазинейтральности, то полученные в настоящей работе результаты будут совпадать с соответствующими формулами работы [5], а если, кроме этого, не учитывать и квадратичные по магнитному полю эффекты, то будет совпадение с формулами работы [4].

Пусть концентрация глубоких центров столь велика, что рекомбинация в основном осуществляется через эти уровни. Из уравнения баланса частиц на глубоком уровне для стационарных процессов имеем [7]

$$N_- = \frac{n + \frac{p_1}{\theta}}{n + n_1 + \frac{p + p_1}{\theta}} N_0 \tag{18}$$

и

$$N_g - N_- = \frac{\theta n_1 + p - \delta_0(\theta n + p_1)}{\theta(n + n_1) + p + p_1} N_g, \tag{19}$$

где $\delta_0 = (N_0 - N_g)/N_g$, $\theta = \beta_n/\beta_p$ — отношение коэффициентов рекомбинации электронов и дырок, n_1 и p_1 — статистические факторы Шокли-Рида для электронов и дырок.

При рассмотрении случая расположения глубоких акцепторных уровней вблизи середины запрещенной зоны (как, например, в случае кремния, компенсированного золотом) воспользуемся результатами, полученными в работе [7] (гл. 1, § 4 и Приложение 2). При высоких уровнях инжекции и когда

$$\begin{gathered} k_0 N_g > |\theta n_1 - \delta_0 p_1| > k_0 n_0 (1 - \delta_0 \theta), \\ \left(2 + \delta_0 + \frac{\delta_0 \theta}{b_H}\right) n_0 > (1 + \delta_0)\left(\frac{\theta}{b_H} n_1 + \frac{p_1}{\theta}\right), \end{gathered} \tag{20}$$

где

$$k_0 = \frac{b_H}{1 + b_H}, \quad n_0 = n + \frac{p}{b_H}, \quad p = \frac{\delta_0 \theta n_0 + \delta_0 p_1 - \theta n_1}{1 + \frac{\delta_0 \theta}{b_H}},$$

имеем

$$\frac{N_g - N_-}{N_g} = q \approx \frac{(1 + \delta_0)(\theta n_1 - \delta_0 p_1)}{k_0 N_g \left(1 + \frac{\delta_0 \theta}{b_H}\right)\left(2 + \delta_0 + \frac{\delta_0 \theta}{b_H}\right)}. \tag{21}$$

При сделанных предположениях уравнения (10) — (14) переходят в следующие:

$$\langle j_x \rangle = \frac{e\mu_{nH}}{\delta_0 \theta} \langle p \rangle (1 + \mu_1^2 B_z^2) E_x - e(\mu_n^* + \mu_p^*) B_z D_H^* \left\langle \frac{\partial p}{\partial y} \right\rangle, \tag{22}$$

$$-\frac{\varepsilon}{e} \frac{\partial}{\partial x}\left(E_x \frac{\partial E_x}{\partial x}\right) + q N_g \frac{\partial E_x}{\partial x} = \frac{1 + b_0}{\mu_n} G^*(x), \tag{23}$$

$$D_H^{\bullet}\frac{\partial^2 p}{\partial y^2}-D_H^{\bullet}k_1^{\bullet}\frac{\partial p}{\partial y}-\frac{p-p_T}{\tau_p}+G^{\bullet}(x)=0, \tag{24}$$

$$\left.\frac{\partial p}{\partial y}\right|_{y=0}-k_1^{\bullet}p(0)=\frac{s_1}{D_H^{\bullet}}[p(0)-p_T], \tag{25}$$

$$\left.\frac{\partial p}{\partial y}\right|_{y=b}-k_1^{\bullet}p(b)=-\frac{s_2}{D_H^{\bullet}}[p(b)-p_T], \tag{26}$$

где $\mu_1=\mu_n^{\bullet}-\frac{\delta_0\theta}{b_H}\mu_p^{\bullet}$, $D_H^{\bullet}$ и $k_1^{\bullet}$ не зависят от y и определяются выражениями

$$D_H^{\bullet}=\frac{2kT}{e}\mu_{pH},\quad k_1^{\bullet}=-\frac{e}{2kT}(\mu_n^{\bullet}+\mu_p^{\bullet})B_zE_x, \tag{27}$$

а $G^{*}(x)\dfrac{\langle p\rangle-p_T}{\tau_{эфф}(x)}$ и связывает продольную и поперечную задачи.

Общее решение квазиодномерной задачи (24)—(26) в направлении y представим в виде

$$p=p_T+k_1^{\bullet}p_T(A_1e^{v_1y}+A_2e^{v_2y})+\tau_p G^{\bullet}(x)(B_1e^{v_1y}+B_2e^{v_2y}+1), \tag{28}$$

где

$$A_{1,2}=\pm\frac{1}{\Delta}\left[\left(v_{2,1}-k_1^{\bullet}+\frac{s_2}{D_H^{\bullet}}\right)e^{v_{2,1}b}-\left(v_{2,1}-k_1^{\bullet}-\frac{s_1}{D_H^{\bullet}}\right)\right], \tag{29}$$

$$B_{1,2}=\pm\frac{1}{\Delta}\left[\left(k_1^{\bullet}+\frac{s_1}{D_H^{\bullet}}\right)\left(v_{2,1}-k_1^{\bullet}+\frac{s_2}{D_H^{\bullet}}\right)e^{v_{2,1}b}-\right.$$
$$\left.-\left(k_1^{\bullet}-\frac{s_2}{D_H^{\bullet}}\right)\left(v_{2,1}-k_1^{\bullet}-\frac{s_1}{D_H^{\bullet}}\right)\right], \tag{30}$$

$$\Delta=\left[\left(v_1-k_1^{\bullet}-\frac{s_1}{D_H^{\bullet}}\right)\left(v_2-k_1^{\bullet}+\frac{s_2}{D_H^{\bullet}}\right)e^{v_2b}-\right.$$
$$\left.-\left(v_1-k_1^{\bullet}+\frac{s_2}{D_H^{\bullet}}\right)\left(v_2-k_1^{\bullet}-\frac{s_1}{D_H^{\bullet}}\right)e^{v_1b}\right], \tag{31}$$

$$v_{1,2}=\frac{k_1^{\bullet}}{2}\pm\sqrt{\left(\frac{k_1^{\bullet}}{2}\right)^2+\frac{1}{D_H^{\bullet}\tau_p}}. \tag{32}$$

Подставляя решение (28) «поперечной» краевой задачи в выражение для средней плотности тока (22) и учитывая (23), для второй квазиодномерной задачи в направлении x получим уравнение

$$-\frac{\varepsilon}{e}E_x\frac{\partial}{\partial x}\left(E_x\frac{\partial E_x}{\partial x}\right)+qN_g\frac{\partial E_x}{\partial x}E_x=$$
$$=\frac{\langle j_x\rangle-\sigma^{*}(E_x)E_x}{\frac{e\mu_{nH}\mu_n\mu_p}{\delta_0\theta(\mu_n+\mu_p)}(1+\mu_1^2B_z^2)\tau^{\bullet}_{эфф}(E_x)}, \tag{33}$$

где

$$\sigma^{\bullet}(E_x)=\sigma_0[1+f(E_x)](1+\mu_1^2B_z^2),\quad \sigma_0=\frac{e\mu_{nH}}{\delta_0\theta}p_T,$$

$$f(E_x)=\frac{k_1^*}{b}\left[\frac{A_1}{v_1}(e^{v_1 b}-1)\left(1+\mu_2^2 B_z^2\frac{v_1}{k_1^*}\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{A_2}{v_2}(e^{v_2 b}-1)\left(1+\mu_2^2 B_z^2\frac{v_2}{k_1^*}\right)\right],$$

$$\tau^*_{\text{эфф}}(E_x)=\tau_p\left[1+\frac{B_1}{v_1 b}(e^{v_1 b}-1)\left(1+\mu_2^2 B_z^2\frac{v_1}{k_1^*}\right)+\right.$$

$$\left.+\frac{B_2}{v_2 b}(e^{v_2 b}-1)\left(1+\mu_2^2 B_z^2\frac{v_2}{k_1^*}\right)\right],$$

$$\mu_2^2=\frac{eD_H^*\delta_0\theta(\mu_n^*+\mu_p^*)^2}{2kT\mu_{nH}(1+\mu_1^2 B_z^2)}. \tag{34}$$

Уравнение (33) является основным уравнением для напряженности электрического поля в базовой n-области p^+-n-n^+-структуры при высоких уровнях инжекции в магнитном поле и для модели с одним глубоким уровнем, расположенным около середины запрещенной зоны. Если рассматривать не слишком большие напряжения, когда для бо́льшей части базовой области преобладает полупроводниковый режим [6, 7], то первым членом в левой части уравнения (33) можно пренебречь. Решив полученное уравнение первого порядка с разделяющимися переменными при граничном условии $E_x(0)=0$ и при учете $\langle j_x\rangle \gg \sigma^*(E_x)E_x$, находим выражение для ВАХ p^+-n-n^+-структуры при $B_z\neq 0$ в виде

$$\langle j_x\rangle=\frac{2eb_H N_K q\mu_n\mu_p(1+\mu_1^2B_z^2)(1+\mu_2^2B_z^2)}{\delta_0\theta(\mu_n+\mu_p)(\mu_n^*+\mu_p^*)}\left(\frac{D_H^*}{s_{1,2}}+\frac{b}{2}\right)\frac{U}{d^2|B_z|}. \tag{35}$$

Здесь $U=\int\limits_0^d E_x dx$ — падение напряжения на базовой области магнитодиода. В (35) s_1 берется при $B_z>0$, а s_2 — при $B_z<0$.

Выражение для ВАХ магнитодиода в виде (35) справедливо для достаточно сильных магнитных полей, таких, чтобы выполнялись следующие требования [5]:

$$|k_1^* L|\gg 1,\ \frac{b}{L};\ \exp|k_1^* b|\gg\frac{s_1}{s_2},\ \frac{s_2}{s_1};\ \frac{s_{1,2}}{D_H^*}k_1^* L^2\gg 1. \tag{36}$$

Таким образом, в случае полупроводникового режима квадратичный закон, характерный при $B_z=0$, переходит, как и в [5], при достаточно сильных полях в «омический» закон с наклоном, уменьшающимся обратно пропорционально B_z. Но в отличие от известных результатов здесь показано, что ВАХ (35) магнитодиодов из компенсированных полупроводников, кроме зависимости от параметров магнитодиода, скоростей поверхностной рекомбинации на обеих плоскостях диода, во многом определяется и степенью компенсации.

Оценки, проведенные для малых холловских углов, показывают, что, например, отношение M токовых магниточувствительностей в полупроводниковом режиме для компенсированного и легированного только мелкими донорами магнитодиодов в случае (21) приблизительно равно

$$M = \frac{|\theta n_1 - p_1 \delta_0| (1+\delta_0)}{\delta_0 \theta N_g b_H (1+b_H) \left(2 + \delta_0 + \frac{\delta_0 \theta}{b_H}\right)}. \tag{37}$$

Из (37) ясно, что в зависимости от расположения глубокого уровня, степени его заполнения и сечений захвата центров возможно как увеличение, так и уменьшение величины магниточувствительности в рассматриваемом здесь случае компенсации однозарядным центром в диапазоне, определяемом из (20).

ЛИТЕРАТУРА

1. *Стафеев В. И., Каракушан Э. И.* Магнитодиоды. Изд. Наука, М., 1975.
2. *Gribnikov Z. S., Lomova G. I., Romanov V. A.* Phys. Stat. Sol., 28, 815 (1968).
3. *Pfleiderer H.* Sol. St. Electron., 15, 335 (1972).
4. *Абрамов А. А., Фаттахдинов А. У.* ФТП, 13, 2144 (1979).
5. *Гасанов Л. С., Горбатый И. Н.* ФТП, 14, 472 (1980).
6. *Ламперт М., Марк П.* Инжекционные токи в твердых телах. Изд. Мир, М., 1973.
7. *Арутюнян В. М.* Генерационно-рекомбинационные эффекты и двойная инжекция в полупроводниках. Изд. АН АрмССР, Ереван, 1977.

ՄԱԳՆԻՍԱԴԻՈԴՆԵՐՈՒՄ ՏԵՂԻ ՈՒՆԵՑՈՂ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ՊՐՈՑԵՍՆԵՐԻ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Վ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Հ. Վ. ՆԱՆՈՒՇՅԱՆ

Աշխատանքում դրեյֆային մոտավորությամբ զարգացված է բարդ գոտիական կառուցվածք ունեցող կոմպենսացված կիսահաղորդիչների բարակ շերտերից պատրաստված մագնիսադիոդների երկչափ տեսությունը։ Ստացված է p^+-n-n^+*-կառուցվածքի վոլտ-ամպերային բնութագրի արտահայտությունը արգելված գոտու միջին մասում մեկ խորը մակարդակ ունեցող մոդելի համար։*

ON THE THEORY OF PHYSICAL PROCESSES IN MAGNETODIODES

V. M. ARUTYUNYAN, H. B. NANUSHYAN

A two-dimensional theory of magnetodiodes made of compensated semiconductors having complex band structure was constructed in the drift approximation. An analytical expression for current-voltage characteristics of p^+-n-n^+-structure for the model with one deep level, lying nearly in the middle of the forbidden band, was obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 18, вып. 4, 235—239 (1983)

УДК 621.315.592

ФОТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ *GaP* И *InP*, ОБЛУЧЕННЫХ БЫСТРЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ

Е. Ю. БРАЙЛОВСКИЙ

Институт ядерных исследований АН УССР

Н. Е. ГРИГОРЯН, Г. Н. ЕРИЦЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 27 января 1983 г.)

Приводятся и анализируются результаты исследования фотоэлектрических свойств кристаллов *GaP* и *InP* n-типа, облученных электронами с энергией 50 МэВ. Обнаружено появление фоточувствительности и гашения остаточной проводимости в результате облучения. Бесструктурный характер спектральной зависимости фотопроводимости облученных кристаллов объясняется квазинепрерывным распределением уровней дефектов в областях разупорядочения. По длинноволновой границе гашения остаточной проводимости определено положение уровня Ферми в областях разупорядочения *GaP*, который оказался на 1,0 эВ ниже дна зоны проводимости. Показано, что полосы оптического поглощения при энергиях фотонов 2,1 и 1,0 эВ соответственно в облученных кристаллах *GaP* и *InP* обусловлены переходами между возбужденными состояниями радиационных центров.

В работах [1, 2] нами показано, что облучение высокоэнергетичными электронами существенно изменяет оптические свойства кристаллов *GaP* и *InP*. Как следует из этих работ, в результате облучения электронами с энергией 50 МэВ в указанные кристаллы вводятся одновременно как точечные радиационные дефекты, так и области разупорядочения, что затрудняет установление природы дополнительного поглощения в облученных кристаллах. Важную информацию для уточнения природы дополнительного поглощения за краем основного поглощения могут дать исследования фотоэлектрических свойств облученных кристаллов.

В настоящей работе приведены результаты измерения спектрального распределения фотопроводимости, а также гашения остаточной проводимости в кристаллах *GaP* и *InP*, облученных электронами с энергией 50 МэВ.

Кристаллы *GaP* n-типа ($n_0 = 10^{17}$ см$^{-3}$), легированные теллуром, и *InP* n-типа ($n_0 = 10^{16}$ см$^{-3}$) — нелегированные — были выращены по методу Чохральского. Измерения спектральной зависимости фотопроводимости проводились при температурах 80 и 300 К и при постоянном и модулированном освещении с использованием монохроматора спектрофотометра СФ-8. Частота прерывания света составляла 13,2 Гц. Облучение образцов проводилось при плотности электронного тока 1 мкА/см^2 и температуре не выше 20° С.

Спектральное распределение фотопроводимости для кристалла n-GaP, облученного электронами с энергией 50 МэВ, представлено на рис. 1. Следует отметить, что исходные кристаллы n-GaP почти не фоточувствительны, и по мере облучения фоточувствительность резко повышается, что приводит к увеличению сигнала относительной фопроводимости $\Delta\sigma/\sigma I$, где $\Delta\sigma$ — изменение проводимости при освещении, σ — темновая проводимость, I — мощность возбуждающего светового потока.

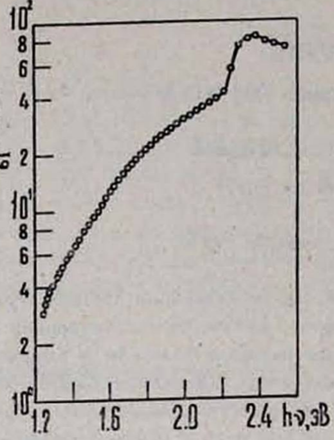


Рис. 1. Спектральная зависимость фотопроводимости при 300 К для кристалла n-GaP, облученного электронами с энергией 50 МэВ ($\Phi = 2 \cdot 10^{16}$ эл/см^2).

Как видно на рис. 1, фотопроводимость появляется при энергии фотонов $\sim$ 1,0 эВ, далее в интервале $1 \div 2{,}2$ эВ она растет монотонно, а при $h\nu > 2{,}2$ эВ резко возрастает. Сравнение с результатами работы [1] показывает, что спектральные зависимости фотопроводимости и дополнительного поглощения весьма похожи. Однако в спектре фотопроводимости отсутствует полоса поглощения при $h\nu = 2{,}1$ эВ, что указывает на внутрицентровой характер переходов, обуславливающих эту полосу в спектре дополнительного поглощения.

Бесструктурный характер спектральной кривой примесной фотопроводимости можно связать с наличием разупорядоченных областей в облученном фосфиде галлия, как это сделано в работе [3] для кремния, облученного электронами с энергией 50 МэВ. Известно, что разупорядоченные области представляют собой часть общего объема полупроводника с высокой концентрацией ($\sim 10^{19}$ см$^{-3}$) разрешенных состояний, занятых электронами или свободных от них в зависимости от положения уровня Ферми [4]. Естественно предположить, что эти состояния образуют практически непрерывный спектр в запрещенной зоне. Области разупорядочения смогут вносить вклад в фотопроводимость, если возбужденные в них светом носители сумеют покинуть их пределы. Время, которое проводит освобожденный светом электрон в запрещенной зоне проводимости, колеблется в пределах $10^{-9} \div 10^{-2}$ с [5]. За это же время каждый носитель только за счет теплового движения пройдет расстояние, намного превышающее средний радиус области разупорядочения, который оценивается в 10 нм [4]. Таким образом, возбужденные светом неравновесные носители легко могут покинуть пределы области разупорядочения и внести свой вклад в фотопроводимость. Наблюдаемая в облученных кристаллах долговременная релаксация во всем спектральном интервале фоточувствительности и остаточная проводимость после выключения света подтверждают высказанные выше предположения.

Приведенные на рис. 2 релаксационные кривые фотопроводимости при 300 и 80 К свидетельствуют о том, что после выключения фотоактивного освещения образец переходит в состояние с остаточной проводимостью.

Рассмотрим результаты, полученные при изучении гашения остаточной проводимости. Гашение происходит в том случае, когда электрон, находящийся в потенциальной яме рельефа, получает энергию, необходимую для преодоления барьера рекомбинации [6]. При облучении электронами с энергией 50 МэВ такие барьеры рекомбинации создаются областями разупорядочения. Как видно из рис. 2, гашение наблюдается при освещении светом с длиной волны $\lambda = 1{,}24$ мкм (при засветке с $\lambda > 1{,}24$ мкм остаточная проводимость не изменяется), что дает нам высоту потенциального барьера области разупорядочения $h\nu = 1{,}0$ эВ. Наряду с этим из рис. 1 следует, что длинноволновая граница фоточувствительности при 300 К, определяемая положением уровня Ферми в разупорядоченной области, находится вблизи $\lambda = 1{,}24$ мкм ($h\nu = 1{,}0$ эВ).

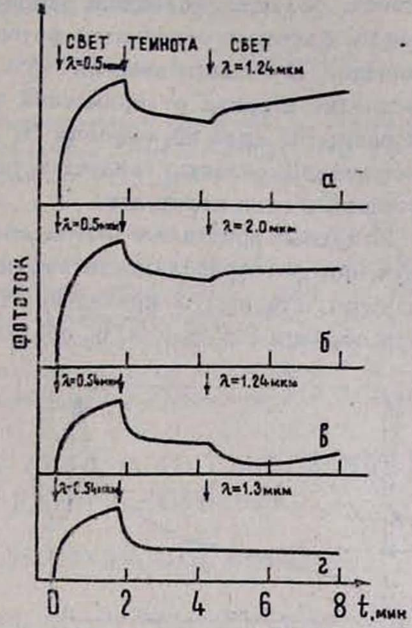


Рис. 2. Релаксационные кривые фототока в облученном n-GaP при 80 К (а, б) и 300 К (в, г).

Таким образом, из вышесказанного следует, что области разупорядочения в GaP обладают проводимостью, близкой к собственной, т. е. уровень Ферми располагается глубоко в запрещенной зоне области разупорядочения (вблизи E_c — 1,0 эВ). Этот вывод объясняет поведение электрических свойств GaP при облучении [7].

Измерения при 80 К показали, что облученные образцы GaP фоточувствительны во всем спектральном диапазоне исследования ($0{,}5 \div 2{,}5$ эВ), при этом гашения остаточной проводимости не наблюдается. Подсветка с $\lambda = 1{,}24$ мкм приводит к росту фототока (рис. 2а, б), в то время как при 300 К наблюдается уменьшение остаточной проводимости.

При облучении фосфида галлия образуется большое количество дефектов, которые вводят мелкие уровни в запрещенную зону. Эти уровни ионизованы при 300 К и не участвуют в фотопроводимости, однако при понижении температуры они заполняются и подсветка с $\lambda = 1{,}24$ мкм приводит к их фотоионизации и увеличению фототока, на фоне которого гашения остаточной проводимости не наблюдается. Нужно заметить, что при низких температурах уровень основной примеси Te (E_c — 0,06 эВ) также вносит вклад в фотопроводимость. В интервале энергий фотонов

$0{,}5 \div 1{,}0$ эВ происходит обычная фотоионизация носителей из вышеуказанных уровней.

Таким образом, при 80 К и малых энергиях фотонов ($h\nu < 1{,}0$ эВ) в фотопроводимости участвуют в основном носители из неповрежденных областей объема кристалла, а с повышением температуры и при энергиях фотонов, больших половины запрещенной зоны ($h\nu > 1{,}0$ эВ), доминирующим фактором становится фотоионизация уровней из областей разупорядочения. В области энергий $h\nu \simeq 2{,}2$ эВ как при 300 К, так и при 80 К происходит переход от примесной фотопроводимости к собственной, причем размытие края поглощения и наличие фотопроводимости в той же спектральной области свидетельствуют об участии «хвостов» плотности состояний в этих переходах.

Исходные кристаллы InP не обладали фоточувствительностью, а после облучения фотопроводимость наблюдалась в них только при низких температурах. На рис. 3 приведена спектральная зависимость фотопроводимости образца InP при 80 К, облученного электронами с энергией 50 МэВ

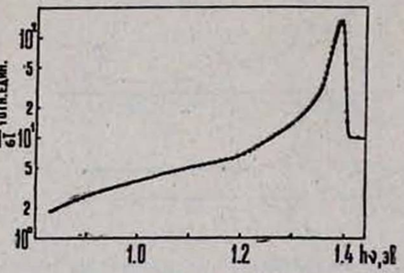


Рис. 3. Спектральная зависимость фотопроводимости образца n-InP при 80 К, облученного электроннами с энергией 50 МэВ ($\Phi = 1 \cdot 10^{16}$ эл/см^2).

дозой $\Phi = 1 \cdot 10^{16}$ эл/см^2. Как это видно, кривая спектральной зависимости фотопроводимости не содержит особенностей (ступеньки, соответствующие переходам уровень-зона). Она, в основном, является гладкой до $\sim 1{,}3$ эВ, затем при $h\nu > 1{,}3$ эВ резко возрастает (край основного поглощения). Переходы при $h\nu = 1{,}0$ и $0{,}94$ эВ, наблюдаемые в работе [2] по измерениям спектров поглощения, не проявляются на спектральной зависимости фотопроводимости. Учитывая высокую термическую стабильность дефектов, ответственных за полосы поглощения при $h\nu = 1{,}0$ и $0{,}94$ эВ [2], на основе полученных результатов можно сделать вывод, что указанные полосы поглощения обусловлены внутрицентровыми переходами на сложных радиационных дефектах.

Таким образом, кристаллы GaP и InP в результате облучения электронами с энергией 50 МэВ становятся фоточувствительными. На спектральной зависимости фотопроводимости этих кристаллов также, как и на спектральной зависимости оптического поглощения, можно выделить участки, соответствующие переходам зона-зона и уровень-зона с участием «хвостов» плотности состояний.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Brailovskii E. Yu., Grigoryan N. E., Eritsyan G. N.* Phys. Stal. Sol. (a), 62, 619 (1980).
2. *Брайловский Е. Ю., Григорян Н. Е., Ерицян Г. Н.* ФТП, 15, 591 (1981).
3. *Kalma A. H., Correlli J.* Phys. Rev., 173, 734 (1968).

4. *Коноплева Р. Ф., Литвинов В. А., Ухин Н. А.* Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высокой энергии. Атомиздат, М., 1971.
5. *Коноплева Р. Ф., Остроумов В. Н.* Взаимодействие заряженных частиц высоких энергий с германием и кремнием. Атомиздат, М., 1975.
6. *Шейнкман М. К., Шик А. Я.* ФТП, 10, 209 (1976).
7. *Брайловский Е. Ю., Ерицян Г. Н., Тартачник В. П.* ФТП, 9, 1805 (1975).

ԱՐԱԳ ԷԼԵԿՏՐՈՆՆԵՐՈՎ ՃԱՌԱԳԱՅԹՎԱԾ GaP ԵՎ InP ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐԻ ՖՈՏՈԷԼԵԿՏՐԱԿԱՆ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ

Ե. ՅՈՒ. ԲՐԱՅԼՈՎՍԿԻ, Ն. Ե. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Հ. Ն. ԵՐԻՑՅԱՆ

Աշխատանքում քննարկված են 50 ՄէՎ էներգիա ունեցող էլեկտրոններով ճառագայթված n-տիպի GaP *և* InP *մոնոբյուրեղների ֆոտոէլեկտրական հատկությունները։ Ցույց է տրված, որ ճառագայթման հետևանքով բյուրեղները դառնում են ավելի ֆոտոզգայուն, և տեղի է ունենում մնացորդային ֆոտոհաղորդականության մարում։ Ճառագայթված բյուրեղների ֆոտոհաղորդականության սպեկտրալ կախվածության ոչ-կառուցվածքային բնույթը բացատրվում է որպես խանգարված տիրույթներում դեֆեկտների մակարդակների քվազիանընդհատ բաշխման հետևանք։ Խանգարված տիրույթներում Ֆերմիի մակարդակի դիրքը որոշված է ըստ* GaP *բյուրեղների մնացորդային ֆոտոհաղորդականության մարման երկարալիքային սահմանի՝* (E_c -1,0 էՎ)*։ Ցույց է տրված, որ ճառագայթված* GaP *և* InP *բյուրեղների օպտիկական սպեկտրերում հայտնաբերված կլանման շերտերը համապատասխանաբար 2,1 և 1,0 էՎ էներգիայով ֆոտոնների դեպքում պայմանավորված են ռադիացիոն կենտրոնների գրգռված վիճակների միջև անցումներով։*

PHOTOELECTRIC PROPERTIES OF *GaP* ADD *InP* CRYSTALS IRRADIATED WITH FAST ELECTRONS

E. Yu. BRAILOVSKIJ, N. E. GRIGORYAN, G. N. ERITSYAN

Photoelectric properties of *n-GaP* and *InP* crystals irradiated with 50 MeV electrons have been considered. As a result of irradiation the rise of photosensitivity and the quenching of residual conduction was observed. The nonstructural character of the spectral dependence of photoconduction was accounted for by the quasi-continuous distribution of defect levels in the clusters. The position of the Fermi level in *GaP* clusters proved to be by 1,0 eV lower than the bottom of the conduction band as determined by the long wave edge of the quenching of residual conduction. It wa shown that 2,1 eV and 1,0 eV optical absorption bands in the spectra of *GaP* and *InP* respectively, are due to transitions between the excited states of radiation centers.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 18, вып. 4, 240—243 (1983

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 539.17.015;539.172.3

ОБ УГЛОВОМ РАСПРЕДЕЛЕНИИ ТОРМОЗНЫХ γ-КВАНТОВ

Г. Л. БАЯТЯН, С. Г. КНЯЗЯН, А. Т. МАРГАРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 20 января 1983 г.)

Приводится угловое распределение тормозных γ-квантов в широком интервале углов при прохождении электронов высокой энергии через радиатор толщиной $5\cdot10^{-3}\div10^{-1}$ рад.ед. Результаты получены методом Монте-Карло с учетом точных выражений углового распределения тормозного излучения и многократного рассеяния электронов в радиаторе.

Угловое распределение тормозного излучения было получено в работе [1] интегрированием дифференциального сечения Бете-Гайтлера [2] и может быть представлено в следующем виде [3, 4]:

$$\varphi(\theta, E_0)=\frac{A}{[1+\theta^2(E_0/(m_e c^2))^2]^2}, \tag{1}$$

где E_0 и $m_e c^2$ — соответственно начальная энергия и энергия покоя электрона, A — нормировочный коэффициент.

Из этого распределения следует, что угол $\theta^{\text{тн}}_{1/e}$, при котором интенсивность тормозного излучения уменьшается в e раз, имеет порядок величины

$$\theta^{\text{тн}}_{1/e}\approx\frac{m_e c^2}{E_0}. \tag{2}$$

Однако на практике из-за многократного рассеяния электронов в радиаторе угловое распределение тормозного излучения отличается от распределения (1).

Из теории многократного рассеяния хорошо известно, что угол $\theta^{\text{мр}}_{1/e}$, при котором интенсивность электронов уменьшается в e раз, выражается следующей формулой [5]:

$$\theta^{\text{мр}}_{1/e}=\frac{17{,}5\,[t\,(1+\varepsilon(t))]^{1/2}}{E_0\,(\text{МэВ})}, \tag{3}$$

где $\varepsilon(t)=0.125\,\log_{10}(t/0,1)$, t — толщина радиатора в радиационных единицах.

Из (2) и (3) следует, что угловое распределение тормозных γ-квантов при взаимодействии электронов с радиатором толщиной не менее 10^{-3} рад. ед. в основном обусловлено многократным рассеянием электронов в радиаторе.

Угловое распределение тормозных γ-квантов, обусловленное только многократным рассеянием первичных электронов в радиаторе, впервые было получено Шиффом [6]. В дальнейшем учитывалось также угловое распределение в элементарном акте тормозного излучения. Для отношения интенсивности тормозного излучения под углом Θ к интенсивности под нулевым углом при прохождении электронов с энергией E_0 через радиатор толщиной t рад. ед. было получено следующее выражение [4, 7]:

$$\frac{I(\theta)}{I(0)}=\frac{0{,}85\,\theta_1^2 R_1(\theta)+0{,}15\,\theta_2^2 R_2(\theta)}{0{,}85\,\theta_1^2\ln\left(1+440\,t/\theta_1^2\,(m_e c^2)^2\right)+0{,}15\,\theta_2^2\ln\left(1+440\,t/\theta_2^2\,m_e c^2)^2\right)}, \qquad (4)$$

$$R_1(\theta)=-\mathrm{Ei}\left(-\frac{E_0^2\theta^2}{440\,t+\theta_1^2\,(m_e c^2)^2}\right)+\mathrm{Ei}\left(-\frac{E_0^2\theta^2}{\theta_1^2\,(m_e c^2)^2}\right), \qquad (5)$$

$$R_2(\theta)=-\mathrm{Ei}\left(-\frac{E_0^2\theta^2}{440\,t+\theta_2^2\,(m_e c^2)^2}\right)+E\mathrm{i}\left(-\frac{E_0^2\theta^2}{\theta_2^2\,(m_e (c^2)^2}\right), \qquad (6)$$

где $\theta_1^2=0{,}553$ рад^2, $\theta_2^2=2{,}85$ рад^2, Ei — интегральная показательная функция.

При выводе формулы (4) угловые распределения многократного рассеяния и тормозного излучения аппроксимировались функциями в виде гауссианов, что справедливо при сравнительно малых углах. Кроме того, эти расчеты дают не абсолютные, а относительные значения интенсивностей — $I(\theta)/I(0)$.

На практике иногда возникает необходимость оценить абсолютное значение интенсивности тормозного излучения под большими углами. В настоящей работе приводятся результаты вычислений углового распределения тормозных γ-квантов, полученные моделированием методом Монте-Карло, что позволяет учесть точные распределения многократного рассеяния и тормозного излучения электронов и получить абсолютные значения интенсивностей в широком интервале углов.

Вычисления проводились в следующем порядке. На основе равномерного распределения разыгрывалось расстояние в радиаторе, после прохождения которого электрон излучает. Угол многократного рассеяния, полученный электроном после прохождения этого расстояния, разыгрывался по распределению Мольера по схеме, описанной в работе [8]. Розыгрыш по этой схеме учитывает три первых члена распределения Мольера и хорошо воспроизводит экспериментальные результаты [9]. Угол, полученный γ-квантом в процессе тормозного излучения, разгрывался на основе распределения (1).

На рис. 1 приведена полученная таким образом [10] гистограмма углового распределения $I(\theta)/I(0)$ (где $I(\theta)$ — интенсивность в единице телесного угла под углом θ) тормозного излучения электронов с энергией 1000 МэВ при прохождении через радиатор толщиной 0,156 рад. ед. и для сравнения указаны экспериментальные точки Диамбрини и др. [11]. Видно, что наши расчеты хорошо согласуются с экспериментом.

На рис. 2 и 3 изображены угловые распределения тормозных γ-квантов при прохождении электронов с энергией 1000 МэВ через радиатор из золота (радиационная длина золота — $x_0 = 7{,}02$ г/см^2) толщиной соответственно $5\cdot10^{-3}$, $5\cdot10^{-2}$ и 10^{-2}, 10^{-1}. Как и следовало ожидать из работы Шиффа [6], наши расчеты показывают, что угловое распределение тормозных γ-квантов в случае, когда угол берется в единицах $1/E_0$, не зависит от энергии E_0 первичных электронов. Поэтому эти распределения

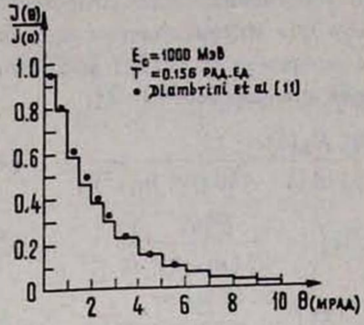


Рис. 1. Угловое распределение тормозных γ-квантов при прохождении электронов с энергией 1000 МэВ через радиатор толщиной 0,156 рад. ед. (гистограмма). Точки соответствуют эксперименту Диамбрини и др. [11].

можно использовать также при других значениях энергии первичных электронов с соответствующим изменением масштаба углов (на рис. 2 и 3 масштаб углов приведен в удобной для этой цели форме — $E_0\,\theta$). На этих

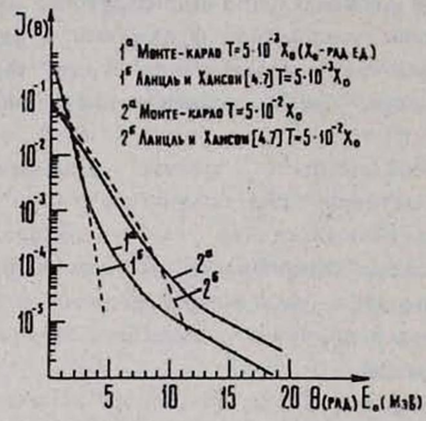


Рис. 2.

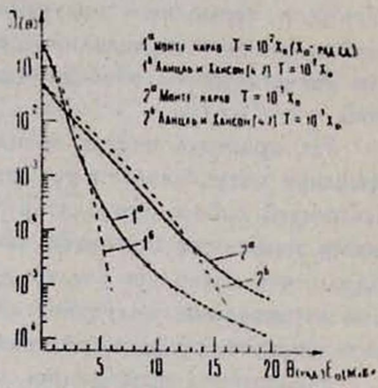


Рис. 3.

Рис. 2. Угловые распределения тормозных γ-квантов при прохождении электронов с энергией 1000 МэВ через радиатор толщиной $5 \cdot 10^{-3}$ и $5 \cdot 10^{-2}$ рад. ед. Пунктирные линии соответствуют вычислениям по формуле (4). По оси абсцисс отложено произведение $E_0\,\theta$ (E_0—в единицах МэВ, θ—в рад.), так что эти распределения можно использовать при любых значения E_0 с соответствующим изменением масштаба θ.

Рис. 3. То же, что на рис. 2, для радиатора толщиной 10^{-2} и 10^{-1} рад. ед.

же рисунках для сравнения приведены кривые, вычисленные по формуле (4). Значение $I(0)$ нормировано к нашим расчетам. Видно, что полученные нами распределения, как и следовало ожидать, с формулой (4) согласуются только при малых углах и сильно отличаются при больших углах.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Hough P. V. C.* Phys. Rev., 74, 80 (1948).
2. *Bethe H., Hettler W.* Proc. Roy. Soc., 146, 90 (1934).
3. *Гайтлер В.* Квантовая теория излучения, М., 1956, стр. 282.
4. *Lanzl L. H., Hanson A. O.* Phys. Rev., 83, 959 (1951).

5. *Highland V. L.* NIM, 129, 497 (1975).
6. *Schiff L. I.* Phys. Rev., 70, 87 (1946).
7. *Suzuki S. et al.* NIM, 111, 39 (1973).
8. *Ford R. L., Nelson W. R.* SLAC Report № 210, 1978.
9. *Hanson A. O. et al.* Phys. Rev., 84, 634 (1951).
10. *Баятян Г. Л., Князян С. Г., Маргарян А. Т.* Препринт ЕФИ—421 (28)—80, 1980.
11. *Diambrini G. et al.* Nuovo Cim., 19, 250 (1961).

ԱՐԳԵԼԱԿԱՅԻՆ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ γ–ՔՎԱՆՏՆԵՐԻ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ԲԱՇԽՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Հ. Լ. ԲԱՅԱԹՅԱՆ, Ս. Գ. ԿՆՅԱԶՅԱՆ, Ա. Թ. ՄԱՐԳԱՐՅԱՆ

Բերված է արգելակային ճառագայթման γ-քվանտների անկյունային բաշխումը անկյունների լայն տիրույթում՝ երբ բարձր էներգիայի էլեկտրոնները անցնում են $5 \cdot 10^{-3}$ —10^{-1} ռադ. միավոր հաստություն ունեցող ռադիատորների միջով։ Արդյունքները ստացված են Մոնտե-Կառլոյի մեթոդով։ Հաշվի է առնված ինչպես արգելակային ճառագայթման անկյունային, այնպես էլ էլեկտրոնների՝ ռադիատորում բազմակի ցրման բաշխումների ճշգրիտ տեսքը։

ON THE ANGULAR DISTRIBUTION OF BREMSSTRAHLUNG γ-QUANTA

G. L. BAYATYAN, S. G. KNYAZYAN, A. T. MARGARYAN

The angular distribution of bremsstrahlung γ-quanta is presented for a wide range of angles when high energy electrons transmit through a radiator having a thickness of $5 \cdot 10^{-3} - 10^{-1}$ rad. units. The results were obtained by means of the Monte-Carlo method taking into account the exact expressions for the angular distribution of bremsstrahlung and the multiple electron scattering in the radiator.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 18, вып. 4, 244—247 (1983)

УДК 621.373.826

О НЕСТАБИЛЬНОСТЯХ ПРИ ВЫНУЖДЕННОМ КОМБИНАЦИОННОМ РАССЕЯНИИ

Г. П. ДЖОТЯН, Л. Л. МИНАСЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 11 ноября 1982 г.)

Проведен теоретический анализ вынужденного комбинационного рассеяния монохроматического излучения, который показывает, что учет ангармоничности молекулярных колебаний комбинационно-активной среды приводит к бистабильному поведению и гистерезисной зависимости интенсивности стоксовой волны от инкремента усиления.

В некоторых экспериментах по вынужденному комбинационному рассеянию (ВКР) наблюдались значительные отклонения от экспоненциального закона усиления стоксовой волны (см., например, обзор [1] и приведенные там ссылки, [2]): вблизи некоторого критического значения инкремента усиления имел место скачкообразный рост интенсивности стоксовой волны на 1—2 порядка в [1] и на 3—6 порядков в [2]. Аномально высокий коэффициент усиления при ВКР в нитробензоле, CS_2, толуоле был объяснен в [1] образованием нитей самофокусировки с высокой интенсивностью излучения. В [2], однако, скачкообразное усиление стоксовой волны при ВКР в жидких O_2 и N_2 имело место при отсутствии самофокусировки. В [3] для объяснения наблюдаемого эффекта был привлечен механизм параметрической неустойчивости, возникающей при сильном заселении возбужденного уровня за счет ВКР. Теоретический анализ в этой работе основан на балансных уравнениях для плотностей фотонов и фононов, что адекватно предположению о некогерентности лазерной накачки и ее стоксовой компоненты. Эти уравнения баланса могут быть получены усреднением амплитудных уравнений по случайным фазам. В случае регулярных фаз взаимодействующих волн подход, развитый в [3], становится неправомерным (см. [4]). Влияние степени когерентности взаимодействующих волн на процесс ВКР исследовалось как теоретически, так и экспериментально [5—7]. Однако результаты ни одной из этих работ не позволяют объяснить существование критического значения инкремента усиления в случае регулярной монохроматической накачки.

В настоящей работе показано, что существование критического инкремента и аномально быстрое изменение интенсивности стоксовой волны вблизи него можно объяснить, если учесть ангармоничность молекулярных колебаний комбинационно-активной среды. Известно, что уже одномерный классический ангармонический осциллятор имеет две устойчивые ветви колебаний (бистабильность) и гистерезисный характер изменения амплитуды колебаний в зависимости от амплитуды вынуждающей силы; переход от одной устойчивой ветви к другой происходит скачкообразно [8]. Эта модель ангармонического осциллятора и положена в основу развитой в настоящей работе теории ВКР.

Представим напряженности взаимодействующих при ВКР полей накачки $E_н$, ее стоксовой компоненты $E_с$ и колебательную координату Q в виде

$$E_{н, c}=\frac{1}{2} A_{н, c} \exp \{i (\omega_{н, c} t - k_{н, c} z)\} + \text{к. с.},$$
$$Q=\frac{1}{2} q \exp (i\omega t) + \text{к. с.}, \tag{1}$$

где $\omega = \omega_н - \omega_c$. В приближении заданного поля монохроматической волны накачки, в пренебрежении движением населенностей комбинационно-активного перехода и с учетом ангармонизма молекулярных колебаний имеем следующую систему уравнений:

$$\frac{\partial^2}{\partial z^2} E_c - \frac{1}{v_c^2}\frac{\partial^2}{\partial t^2} E_c = \gamma_c E_н Q, \tag{2}$$
$$\frac{\partial^2}{\partial t^2} Q + \frac{1}{T_2}\frac{\partial}{\partial t} Q + \omega_0^2 Q + \sigma Q^3 = \gamma_Q E_н E_c,$$

где v_c — фазовая скорость распространения стоксовой волны, T_2 — время поперечной релаксации, σ — фактор ангармонизма, $\gamma_{c, Q}$ — коэффициенты нелинейной связи, ω_0 — частота комбинационно-активного перехода.

Подставим (1) в (2) и проведем укорочение по пространственной координате z. После интегрирования полученных уравнений будем иметь

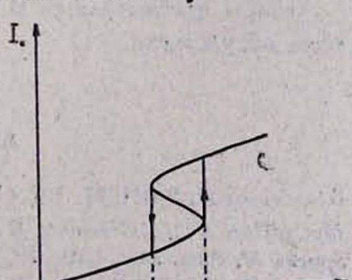
$$\left(\Delta^4 + \frac{\omega^2}{T_2^2}\right) \ln \frac{I_q}{I_{q_0}} + \frac{27}{32} \sigma^2 (I_q^2 - I_{q_0}^2) - 3 \sigma \Delta^2 (I_q - I_{q_0}) = \frac{\omega^2}{T_2^2} g_c I_н z, \tag{3}$$

$$I_c = \frac{4 I_q}{|\gamma_Q|^2 I_н}\left[\left(\frac{3}{4} \sigma I_q - \Delta^2\right)^2 + \frac{\omega^2}{T_2^2}\right], \tag{4}$$

где

$$I_{q_0} = \frac{1}{4} |\gamma_Q|^2 \left(\Delta^4 + \frac{\omega^2}{T_2^2}\right)^{-1} I_н I_{c0},\ \Delta^2 = \omega^2 - \omega_0^2,\ I_н = |A_н|^2,$$
$$I_{c0} = |A_c (z=0)|^2,\quad I_c = |A_c|^2,\quad I_q = |q|^2.$$

Совместное решение уравнений (3) и (4) позволяет найти зависимость интенсивности стоксовой волны $I_с$ от инкремента усиления $G = g_с I_н z$, которая приведена на рисунке. Для критических значений усиления имеем



Зависимость интенсивности стоксовой волны I_c от инкремента усиления $G = g_c I_н z$ при постоянной интенсивности накачки $I_н$.

$$G_{1,2} = (4\varepsilon^2 T_2^2 + 1)\ln\frac{64\varepsilon\omega^3(4\varepsilon^2T_2^2+1)\left(1\mp\frac{1}{2}\sqrt{1-\xi}\right)}{9\sigma T_2^2|\gamma_Q|^2 I_{c0} I_{\text{н}}} -$$

$$-\frac{8}{3}(\xi+2)\varepsilon^2T_2^2 + \frac{3\sigma\varepsilon T_2^2|\gamma_Q|^2 I_{c0} I_{\text{н}}}{2\omega^3(4\varepsilon^2T_2^2+1)} - \frac{27|\gamma_Q|^4 I_{c0}^2 I_{\text{н}}^2\sigma^2 T_2^6}{512\omega^6(4\varepsilon^2T_2^2+1)^2}, \qquad (5)$$

где $\xi = \frac{3}{4}T^{-2}\varepsilon^{-2}$.

На начальном этапе усиления ($G < G_2$) можно пренебречь последними двумя членами в левой части уравнения (3). В этом случае усиление стоксовой волны носит экспоненциальный характер. При $G = G_2$ происходит скачок амплитуды молекулярных колебаний с одной устойчивой ветви на другую, что приводит, в свою очередь, к скачкообразному росту интенсивности стоксовой волны. При уменьшении инкремента G при $G = G_1$ происходит скачкообразное уменьшение интенсивности стоксовой волны. Большой разброс значений интенсивности стоксовой волны I_c вблизи критических значений интенсивности накачки $I_{\text{н}}$ и длины рассеяния z, наблюдавшийся экспериментально в работе [7], в рамках рассматриваемой теории может быть объяснен наличием гистерезиса в зависимости I_c от величины усиления z.

Проведенный выше анализ показывает, что учет ангармоничности молекулярных комбинационно-активных колебаний приводит к бистабильному поведению и гистерезисному характеру зависимости интенсивности стоксовой волны от инкремента усиления. Следует отметить, что такой режим осуществляется только в случае $\xi < 1$, что соответствует расстройке

$$\varepsilon = |\omega - \omega_0| > \frac{\sqrt{3}}{2}T_2^{-1}. \qquad (6)$$

Таким образом, скачкообразное поведение должно иметь место только для тех спектральных компонент, для которых имеет место условие (6).

Численные оценки, проведенные согласно формуле (5) для азота при значениях $I_{\text{н}} = 10^9$ Вт. см$^{-2}$, $I_{c0} = 10^{-10}$ Вт. см$^{-2}$, $\omega = 10^{13}$ с$^{-1}$, $\xi = \frac{3}{4}$, $\varepsilon = 10^9$ с$^{-1}$, $|\gamma_Q| = 5\cdot10^{11}$ см^3 Вт$^{-1}$ с$^{-2}$, $\sigma = 10^{11}$ СГС [8], дают критические значения инкрементов усиления $G_1 = 17$ и $G_2 = 19$, которые достигаются соответственно при длинах рассеяния $z_1 = 5{,}9$ см и $z_2 = 6{,}3$ см. Эти величины находятся в хорошем согласии с экспериментальными значениями, полученными в [2].

Авторы признательны В. М. Арутюняну за внимание к работе и полезные обсуждения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бломберген Н.* УФН, 97, 307 (1969).
2. *McQuillan A. J., Clements W. B., Stoicheff B. P.* Phis. Rev., A 1, 628 (1970).
3. *Sparks M.* Phis. Rev. Lett., 32, 450 (1974).
4. *Etmerl D.* Phis. Rev. Lett., 40, 934 (1978).

5. *Ахманов С. А., Дьяков Ю. С., Чиркин А. С.* Письма в ЖЭТФ, 13, 714 (1974).
6. *Джотян Г. П. и др.* ЖЭТФ, 73, 822 (1977).
7. *Джотян Г. П. и др.* Квантовая электроника, 4, 1377 (1977).
8. *Flytzanis Chr., Tang C. L.* Phis. Rev. Lett., 45, 441 (1980).

ՍՏԻՊՈՂԱԿԱՆ ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ՊՐՈՑԵՍՈՒՄ ԱՆԿԱՅՈՒՆՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ՎԵՐԱԲԵՐՅԱԼ

Գ. Պ. ՋՈԹՅԱՆ, Լ. Լ. ՄԻՆԱՍՅԱՆ

Աշխատանքում զարգացված է ստիպողական կոմբինացիոն ցրման տեսությունը, որտեղ հաշվի է առնված կոմբինացիոն-ակտիվ միջավայրի մոլեկուլյար տատանումների անհարմոնիկությունը։ Ցույց է տրված, որ Ստոքսի կոմպոնենտի երկկայունությունը և հիստերեզիսային կախումը ուժեղացման գործակից մոլեկուլյար տատանումների անհարմոնիկության հետևանք է։

ON THE INSTABILITIES AT STIMULATED RAMAN SCATTERING

G. P. DZHOTYAN, L. L. MINASYAN

The stimulated Raman scattering in Raman media treated as assemblies of inharmonically interacting molecules has been investigated theoretically. The allowance for the inharmonicity of molecular oscillations was shown to lead to the bistable behaviour and the hysteresis-type dependence of the intensity of Stokes weve on the gain increment.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, т. 18, вып. 4, 248—250 (1983)

УДК 535.5

КОГЕРЕНТНАЯ ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ В ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

Л. С. АСЛАНЯН, Н. Н. БАДАЛЯН, А. А. ПЕТРОСЯН, Ю. С. ЧИЛИНГАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 20 июня 1982 г.)

Сообщается о применении метода поляризационной активной спектроскопии комбинационного рассеяния (АСКР) света для измерения компонент тензора нелинейной восприимчивости $\chi^{(3)}_{ijkl}$ жидкого кристалла МББА в изотропной фазе. Определенные этим методом спектроскопические параметры комбинационно-активного резонанса с частотой 1164 см$^{-1}$ хорошо согласуются с результатами экспериментов по амплитудной АСКР света.

1. Нелинейная четырехфотонная спектроскопия возникла сравнительно недавно. Однако богатство и разнообразие получаемой с ее помощью информации способствует ее быстрому развитию. Одной из наиболее изученных модификаций когерентной четырехфотонной спектроскопии является активная спектроскопия комбинационного рассеяния и, в частности, ее поляризационная модификация (которую принято называть также когерентной эллипсометрией (КЭ)) [1]. КЭ комбинационного рассеяния была впервые предложена и осуществлена в работе [2] и заключается в измерении дисперсии параметров эллиптической поляризации антистоксова сигнала на частоте $\omega_a = 2\omega_1 - \omega_2$ при сканировании разности частот $\omega_1 - \omega_2$ волн накачки вблизи частоты Ω_R избранного комбинационно-активного перехода. Важной особенностью КЭ является независимость состояния поляризации регистрируемого сигнала от интенсивностей волн накачки, что сразу избавляет этот метод от источника сильных флуктуаций. Это позволяет с бо́льшей точностью исследовать поведение кубической оптической нелинейности вблизи изучаемого комбинационно-активного резонанса.

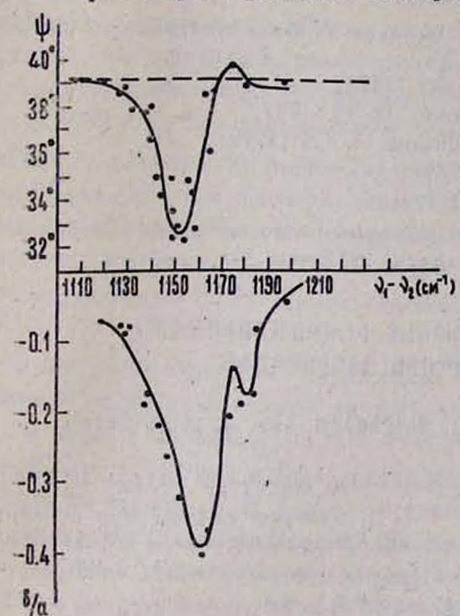
Применение метода амплитудной активной спектроскопии комбинационного рассеяния (АСКР) для измерения кубических оптических восприимчивостей жидкого кристалла МББА было успешно продемонстрировано ранее в работах [3, 4]. В настоящем сообщении мы приводим результаты экспериментов по методу когерентной эллипсометрии в изотропной фазе жидкого кристалла МББА вблизи комбинационно-активного резонанса 1164 см$^{-1}$.

2. Анализ параметров эллиптичности можно выполнить с большой точностью с помощью стандартных приспособлений, что позволяет проводить прецизионные измерения спектроскопических параметров избранной

линии СКР, таких как полуширина линии Г, степень деполяризации $\bar{\rho} = \bar{\chi}^R_{1221}/\bar{\chi}^R_{1111}$, „сила линии" $\alpha = \bar{\chi}^R_{1111}/\chi^{NR}_{1111}$, где χ^{NR}_{ijkl} — недиспергирующая часть нелинейной восприимчивости среды 3-го порядка, $\bar{\chi}^R_{ijkl}$ — амплитудное значение резонансного отклика среды, пропорциональное сечению СКР избранной линии.

Эксперименты проводились на стандартном спектрометре АСКР, описание которого приведено в [4]. Для выполнения поляризационных измерений в оптическую часть экспериментальной установки дополнительно вставлялись кристаллический компенсатор Берека и анализатор. Компенсатор Берека дополнял разность фаз ортогонально-поляризованных компонент анализируемого антистоксова сигнала до 0 или π. Ориентация полученного линейно-поляризованного излучения изучалась с помощью поляризационного анализатора.

Для получения максимального антистоксова сигнала угол между поляризациями волн бигармонической накачки выбирался равным $\varphi = 70°$ [5]. Жидкокристаллический образец с толщиной 1 см помещался в термостабилизатор, где фиксировалась температура $T = 44°$ С.



Дисперсия эллиптичности (b/a) и ориентации эллипса поляризации (ψ) когерентно-рассеянного сигнала на частоте $\omega_a = 2\omega_1 - \omega_2$ вблизи комбинационно-активного резонанса 1164 см$^{-1}$ в МББА.

На рисунке приведены экспериментальные кривые дисперсии параметров поляризации антистоксова сигнала (а — дисперсия эллиптичности, б — дисперсия азимута). Необходимо отметить, что значительная несимметричность экспериментальных кривых является следствием наличия второго резонанса, который плохо проявляется в спектре КЭ и извлечь спектроскопическую информацию об этой линии можно только решением обратной спектроскопической задачи [6]. Экспериментально определенные спектроскопические параметры комбинационно-активного резонанса 1164 см$^{-1}$ МББА приведены в таблице. Там же приведены значения соответствующих параметров, полученные по амплитудной АСКР (эти данные взяты из [4]). В пределах экспериментальной точности эти значения хорошо согласуются.

3. До сих пор когерентная эллипсометрия применялась в основном для измерения спектроскопических параметров центросимметричных сред. В работе [7] была сделана попытка изучения планарно ориентированного образца МББА методом КЭ. Однако полученные результаты не были интерпретированы. Это объясняется тем, что в анизотропных средах, в частности в ЖК, возникает ряд дополнительных факторов, мешающих поляризационным измерениям (например, наличие линейного двулучепрелом-

Таблица

	$\dfrac{\bar{\chi}^{R}_{1111}}{\chi^{NR}_{1111}}$	$\dfrac{\bar{\chi}^{R}_{1221}}{\bar{\chi}^{R}_{1111}}$
Амплитудная АСКР	4,5±1	0,28±0,06
Когерентная эллипсометрия	3,8±0,4	0,28±0,03

ления, обладающего заметной частотной дисперсией и сильной зависимостью от геометрии распространения волн). Однако часть из них удается преодолеть, если использовать гомеотропную ориентацию. Поскольку в гомеотропном образце излучение распространяется вдоль оптической оси, различие между *o* и *e* лучами, а с ним и набег фазы и двулучепреломление исчезают. Эксперименты по КЭ в гомеотропном образце находятся в процессе выполнения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ахманов С. А., Коротеев Н. И.* Методы нелинейной оптики в спектроскопии рассеяния света. Изд. Наука М., 1981.
2. *Ахманов С. А.* и др. Письма в ЖЭТФ, 25, 444 (1977).
3. *Ахманов С. А.* и др. Вестник МГУ, сер. Физика, 18, 35 (1977).
4. *Аветисян В. М.* и др. Изв. АН АрмССР, Физика, 14, 127 (1979).
5. *Ахманов С. А.* и др. ЖЭТФ, 74, 1232 (1978).
6. *Gans P., Gill B.* Appl. Spectr., 31, 451 (1977).
7. *Аветисян В. М.* и др. Тезисы докладов научно-технического совещания «Взаимодействие лазерного излучения с ЖК», Дилижан, 1978, стр. 15.

ԿՈՄԲԻՆԱՑԻՈՆ ՑՐՄԱՆ ԿՈՀԵՐԵՆՏ ԲԵՎԵՌԱՑՈՒՄԱՅԻՆ ՍՊԵԿՏՐՈՍԿՈՊԻԱՆ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ

Լ. Ս. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ն. Ն. ԲԱԴԱԼՅԱՆ, Ա. Հ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, ՅՈՒ. Ս. ՉԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ

Կոմբինացիոն ցրման բևեռացումային սպեկտրոսկոպիայի օգնությամբ չափված են ՄԲԲԱ հեղուկ բյուրեղի ոչ գծային ընկալունակության $\chi_{ijkl}^{(3)}$ թենզորի բաղադրիչները իզոտրոպ փուլում։ 1164 սմ$^{-1}$ հաճախությամբ կոմբինացիոն ակտիվ ռեզոնանսի համար փորձնականորեն որոշված արժեքները լավ են համաձայնեցված կոմբինացիոն ցրման ակտիվ սպեկտրոսկոպիայի ամպլիտուդային տարբերակով կատարված չափումների հետ։

COHERENT POLARIZATION SPECTROSCOPY OF THE RAMAN SCATTERING OF LIGHT IN LIQUID CRYSTALS

L. S. ASLANYAN, N. N. BADALYAN, A. A. PETROSYAN,
Yu. S. CHILINGARYAN

An application of the method of active polarization spectroscopy of the Raman scattering of light for measuring the components of nonlinear susceptibility tensor of a MBBA liquid crystal in its isotropic phase is reported. Spectroscopic parameters of the Raman active resonance with $\Delta\nu = 1164$ cm^{-1} as determined by means of this method are in good agreement with the results of experiments on the active amplitude spectroscopy.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 18, вып. 4, 251—254 (1983)

ГУРГЕН СЕРОПОВИЧ СААКЯН

(К семидесятилетию со дня рождения)

10 сентября 1983 года исполняется семьдесят лет со дня рождения и 45 лет научно-педагогической деятельности видного физика-теоретика, заслуженного деятеля науки Армянской ССР, действительного члена АН АрмССР, заведующего кафедрой теоретической физики Ереванского государственного университета, доктора физико-математических наук, профессора Гургена Сероповича Саакяна.

Гурген Серопович Саакян родился в селе Сарнахпюр Анийского района в семье крестьянина. После окончания Ленинаканского строительного техникума и работы в сельской школе учителем в 1934 г. он поступил на физико-математический факультет Ереванского госуниверситета. В 1939 г. Г. С. Саакян с отличием закончил университет по специальности физика и в том же году, успешно выдержав вступительные экзамены, поступил в аспирантуру Физического института имени П. Н. Лебедева АН СССР.

Через два месяца Г. С. Саакян был призван на действительную службу в ряды Красной Армии. Он участвовал в войне с белофиннами, а с 1941 г. воевал на различных фронтах Великой Отечественной войны вплоть до дня Победы. В декабре 1941 года, будучи на фронте, Г. С. Саакян вступил в ряды КПСС. За боевые заслуги он награжден Орденом Красной Звезды и медалями.

В 1946 г. после демобилизации Г. С. Саакян продолжил учебу в аспирантуре теоретического отдела Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР. Незаурядные способности и исключительная организованность позволили Г. С. Саакяну за короткий промежуток времени восстановить свои знания и в 1949 г. успешно защитить кандидатскую диссертацию. Эта работа, выполненная под руководством крупных советских ученых — академика И. Е. Тамма и члена-корреспондента АН СССР Д. И. Блохинцева, была посвящена рассеянию и тормозному излучению быстрых электронов на протоне и нейтроне.

В то время эта область физики только зарождалась, и работы Г. С. Саакяна по этому вопросу были пионерскими в мировой литературе. Автором было показано, что при больших передачах импульса структура протона и нейтрона будет существенным образом сказываться на поперечных сечениях тормозного излучения и рассеяния и благодаря этому влиянию экспериментальное определение вышеуказанных поперечных сечений может дать ценную информацию о внутренней структуре протона и нейтрона. Фактически им впервые был поставлен вопрос о сложной структуре нуклонов и введено понятие формфактора для этих частиц. В середине 50-х годов изучение структуры нуклонов стало одной из важнейших проблем физики элементарных частиц.

После защиты кандидатской диссертации с 1950 г. Г. С. Саакян начал работать в Ереванском государственном университете, где с 1951 г. возглавил вновь организованную кафедру теоретической физики, которой руководит бессменно до настоящего времени.

Дальнейшую научную деятельность Г. С. Саакяна можно разбить на два основных периода.

Наряду с плодотворной педагогической деятельностью Г. С. Саакян в тесном контакте с сотрудниками лаборатории профессора Н. М. Кочаряна вел интенсивную научную работу по изучению физики космических лучей. Им был выполнен ряд фундаментальных работ, посвященных исследованиям энергетических спектров ядерно-активных частиц и мюонов, взаимодействиям протонов и μ-мезонов с веществом.

Второй период научной деятельности Г. С. Саакяна начинается с 1957 г. и связан с физикой сверхплотных небесных тел.

Вместе с выдающимся астрофизиком академиком В. А. Амбарцумяном Г. С. Саакян развил в Армении это весьма интересное направление теоретической физики и астрофизики. В этих работах были заложены основы термодинамической теории вырожденного вещества и теории вырожденных звездных конфигураций. В них впервые было показано, что при плотностях порядка ядерной и выше вещество состоит из газа элементарных частиц, в котором наряду с нуклонами и электронами имеются также и гипероны, концентрация которых является доминирующей. Особого внимания заслуживают полученные впервые кривые зависимости массы и радиуса вырожденных конфигураций от их центральной плотности. Было установлено также наличие неустойчивых звездных конфигураций при центральных плотностях, превышающих ядерную, и нового эффекта общей теории относительности для них — аномального дефекта массы. Эти пионеркие работы имели чрезвычайно важное значение для космогонии сверхплотных небесных тел и, в частности, для теории пульсаров. В. А. Амбарцумяном и Г. С. Саакяном впервые было указано на важность рентгеновской астрономии при обнаружении сверхплотных объектов. Эти исследования легли в основу докторской диссертации Г. С. Саакяна, которую он защитил в 1963 г. В 1964 г. он был избран членом-корреспондентом, а в 1982 году — академиком АН АрмССР.

Умелая организаторская деятельность Г. С. Саакяна как научного руководителя привела к созданию на кафедре теоретической физики Ереванского государственного университета исследовательского коллектива, который уже на протяжении последних двадцати лет занимает одно из ведущих мест в мире среди научных групп по изучению развития теории сверхплотных небесных тел. По проблеме «Физика сверхплотных небесных тел» приказом министра В и ССО СССР с 1978 года кафедра теоретической физики ЕГУ является головной организацией по Союзу с правом координации работ в этой области.

В период 1964—1975 гг. под руководством и непосредственном участии Г. С. Саакяна на кафедре теоретической физики были развиты релятивистская теория вырожденных звездных конфигураций и вопросы ее применения к явлению пульсаров. В частности, было показано, что у вращающихся магнитных сверхплотных звезд должна существовать плоская кольцеобразная достаточно плотная магнитосфера, ответственная за излучение пульсаров.

В 1967—1972 гг. Г. С. Саакян возглавлял физический факультет Ереванского университета. Благодаря своей требовательности и организаторским способностям Г. С. Саакян на посту декана физического факультета проводил большую работу по развитию исследований по новым научным направлениям, созданию и укреплению материально-технической базы факультета, организации новых кафедр и научных лабораторий и комплектованию их высококвалифицированными кадрами.

После 1975 года была пересмотрена теория вырожденной плазмы с учетом последних достижений физики элементарных частиц. Г. С. Саакяном было предсказано наличие π^{-}-мезонов в изобарах тяжелых ядер с малыми порядковыми номерами и получено уточненное уравнение состояния вырожденной плазмы для всей области плотностей.

Г. С. Саакян внес также большой вклад в изучение новых вариантов теории гравитации. Им был разработан один из вариантов обобщенной теории гравитации, в которой показана возможность существования сверхплотных тел со сколь угодно большой массой.

Г. С. Саакян является автором свыше 100 научных работ, получивших широкое признание как в СССР, так и за рубежом. Он является автором трех монографий и первого учебника по квантовой механике на армянском языке. Одна из монографий Г. С. Саакяна «Равновесные конфигурации вырожденных газовых масс» была переведена на английский язык и издана за рубежом. Эта книга оказала значительное влияние на исследователей, работающих в области теории сверхплотных небесных тел, и особенно на работы учеников профессора Г. С. Саакяна, занимающихся теорией гравитации.

Под руководством Г. С. Саакяна защищено четыре докторские и одиннадцать кандидатских диссертаций.

Необходимо отметить ведущую роль Г. С. Саакяна в деле подготовки высококвалифицированных кадров в нашей республике. Большое количество общих и специальных курсов, прочитанных Г. С. Саакяном на протяжении многих лет, подготовки дипломников, аспирантов, кандидатов и докторов наук оказали стимулирующее воздействие на формирование соответствующей области физики в Армении.

Г. С. Саакян не представляет свою жизнь без научного творчества. Каково бы ни было состояние здоровья Г. С. Саакяна, его пытливая мысль и желание работать неистребимы. В этом вопросе он является примером для многих коллег. Часто наивный и доверчивый, он проявляет в главных вопросах высокую принципиальность.

Академик Г. С. Саакян ведет также большую научно-организаторскую работу. Он является членом секции гравитации научно-технического совета МВ и ССО СССР, председателем научной секции физики МВ и ССО АрмССР, членом ученого совета БАО АН АрмССР, принимал активное участие в организации ряда симпозиумов и конференций.

В 1981 г. профессор Г. С. Саакян был награжден орденом Дружбы Народов.

Свое семидесятилетие Гурген Серопович Саакян встречает в расцвете творческих сил и полон новых научных планов.

Друзья, коллеги, многочисленные ученики и все физики республики поздравляют академика Гургена Сероповича Саакяна с семидесятилетием, желают ему крепкого здоровья, новых творческих успехов в научной и в научно-педагогической деятельности.

Г. М. ГАРИБЯН, Д. М. СЕДРАКЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

ISSN 0002-3035

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ
ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ
ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР
ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Том 18, Выпуск 4 1983

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

Համառոտ հաղորդումներ