ՀՍՍՀ ԳԱ
Տեղեկագիր

ՖԻԶԻԿԱ
ФИЗИКА

1987

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

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 241—246 (1987)

УДК 535.14

ПОЛЯРИЗАЦИОННАЯ МАТРИЦА СИСТЕМЫ ДВУХ ФОТОНОВ

В. Е. МКРТЧЯН, В. О. ЧАЛТЫКЯН

Институт физических исследований АН АрмССР

(Поступила в редакцию 10 августа 1986 г.)

Проведены классификация и анализ всех возможных поляризационных состояний системы двух фотонов. Дано процедурное определение этих состояний.

1. Введение

Система двух фотонов впервые была рассмотрена Л. Д. Ландау [1] в 1948 г. В этой работе произведена классификация по четности и моменту возможных состояний двух фотонов с равной нулю суммой импульсов и, как следствие этой классификации, приведены правила отбора для двухфотонного распада позитрония. Позднее такая же система фотонов была рассмотрена Ч. Янгом [2] для установления из общих соображений правил отбора при двухфотонном распаде мезонов. После этих работ был рассмотрен ряд конкретных задач по изучению поляризационно-угловых характеристик фотонов при аннигиляции частиц и испускании атомными ядрами [3—5].

Поляризационные свойства двухфотонного оптического излучения стали изучаться с середины шестидесятых годов [6]. В работе [7] теоретически изучены свойства поляризации двух фотонов, испускаемых в атомном каскаде. Интерес к подобным исследованиям обусловлен тем, что они, с одной стороны, дают возможность проверки фундаментальных принципов квантовой теории [8, 9] и, с другой стороны, позволяют наблюдать тонкие квантовые эффекты и измерять атомные константы [10]. Однако в теоретическом описании системы двух фотонов отсутствует полный анализ всевозможных поляризационных состояний системы и процедур их экспериментального наблюдения, подобный проведенному в [11] для одного фотона.

В разделе 2 настоящей работы анализируются состояния поляризации системы двух фотонов с помощью формализма поляризационной матрицы плотности [12, 13].

2. Поляризационная матрица плотности двух фотонов

Наиболее общий вид нормированной поляризационной матрицы системы двух фотонов с импульсами $\mathbf{k}_a$ и $\mathbf{k}_b$ есть

$$\hat{\rho}^{(a,b)} = \frac{1}{4}\Big\{\hat{I}^{(a)} \otimes \hat{I}^{(b)} + \xi^{(a)}\hat{\sigma}^{(a)} \otimes \hat{I}^{(b)} + \\ + \hat{I}^{(a)} \otimes \xi^{(b)}\hat{\sigma}^{(b)} + \sum_{i,j} \zeta_{ij}\, \hat{\sigma}_i^{(a)} \otimes \hat{\sigma}_j^{(b)}\Big\}, \quad (1)$$

где $\widehat{I}^{(a),(b)}$ и $\widehat{\sigma}^{(a),(b)}$ — двухрядная единичная матрица и матрицы Паули, действующие в пространстве поляризаций фотонов a и b, а величины $\xi^{(a),(b)}$, ζ_{ij} $(i, j = 1, 2, 3)$ являются функциями импульсов фотонов $\mathbf{k}_{a,b}$ и параметров излучающей системы. Знак $\otimes$ означает прямое произведение матриц; при этом всюду в прямых произведениях условимся слева ставить матрицу, относящуюся к фотону a.

Условие эрмитовости матрицы (1) приводит к вещественности параметров $\xi^{(a),(b)}$, ζ_{ij}, а условие симметричности относительно перестановки фотонов сводится к соотношениям

$$\begin{aligned} \xi^{(b)} &= \xi^{(a)}\,(\mathbf{k}_a \rightleftarrows \mathbf{k}_b), \\ \zeta_{ji} &= \zeta_{ij}\,(\mathbf{k}_a \rightleftarrows \mathbf{k}_b). \end{aligned} \tag{2}$$

Таким образом, матрица $\widehat{\rho}^{(a,b)}$ определяется в общем случае пятнадцатью вещественными параметрами (что следует также из размерности матрицы) $\xi_i^{(a)}$, $\xi_i^{(b)}$, ζ_{ij} $(i, j = 1, 2, 3)$. След матрицы (1) по состояниям поляризации фотона b (или a) равен

$$\mathrm{Sp}_{b,a}\,\widehat{\rho}^{(a,b)} = \widehat{\rho}^{(a),(b)}, \tag{3}$$

где

$$\widehat{\rho}^{(a),(b)} = \frac{1}{2}\left\{\widehat{I}^{(a),(b)} + \xi^{(a),(b)}\,\widehat{\sigma}^{(a),(b)}\right\} \tag{4}$$

есть обычная матрица Стокса фотона a (или b). Отсюда следует, что векторы $\xi^{(a),(b)}$ являются векторами Стокса соответствующих фотонов. Параметры ζ_{ij} описывают корреляцию поляризаций двух фотонов. Если поляризации фотонов независимы, то ζ_{ij} факторизуются, т. е. при условии

$$\widehat{\rho}^{(a,b)} = \widehat{\rho}^{(a)} \otimes \widehat{\rho}^{(b)}$$

имеем

$$\zeta_{ij} = \xi_i^{(a)}\,\xi_j^{(b)}. \tag{5}$$

Вероятность детектирования фотонов a и b в состояниях с векторами Стокса $\xi^{(A)}$ и $\xi^{(B)}$ соответственно $(|\xi^{(A),(B)}| = 1)$ определяется формулой

$$\begin{aligned} w\,(\xi^{(A)}, \xi^{(B)}) &= \mathrm{Sp}\,[\widehat{\rho}^{(A)} \otimes \widehat{\rho}^{(B)}\,\widehat{\rho}^{(a,b)}] = \\ &= \frac{1}{4}\left\{1 + \xi^{(A)}\xi^{(a)} + \xi^{(B)}\xi^{(b)} + \sum_{ij}\zeta_{ij}\,\xi_i^{(A)}\,\xi_j^{(B)}\right\}, \end{aligned} \tag{6}$$

где $\widehat{\rho}^{(A),(B)}$ — матрицы Стокса анализаторов, определяемые формулами (4) с заменой $a, b \to A, B$. Отсюда следует, что параметры ζ_{ij} можно найти, проделав девять экспериментов с двумя анализаторами для измерения вероятности (6):

$$\zeta_{ij} = 4w\,(\xi_i^{(A)} = 1,\ \xi_j^{(B)} = 1) - 1 - \xi_i^{(a)} - \xi_j^{(b)}; \tag{7}$$

при этом величины $\xi_i^{(a)}$, $\xi_j^{(b)}$ определяются из шести экспериментов с одним анализатором, помещаемым перед одним, затем перед другим детектором:

$$\xi_i^{(a),(b)} = 2w\,(\xi_i^{(A),(B)} = 1) - 1.$$

Можно также измерять все параметры только из экспериментов с двумя анализаторами, если воспользоваться очевидными равенствами, следующими из (6):

$$\xi_i^{(a),(b)} = 2\,\{w\,(\xi_i^{(A),(B)} = 1,\ \xi^{(B),(A)}) +$$
$$+ w\,(\xi_i^{(A),(B)} = 1,\ -\xi^{(B),(A)})\} - 1,$$
$$\zeta_{ij} = 2\,\{w\,(\xi_i^{(A)} = 1,\ \xi_j^{(B)} = 1) +$$
$$+ w\,(\xi_i^{(A)} = -1,\ \xi_j^{(B)} = -1)\} - 1.$$

Отметим, что условие неотрицательности вероятности (6) при произвольной «ориентации» анализаторов (здесь и далее, когда речь идет об «ориентации», имеется в виду также и тип анализатора, т. е. совокупность его параметров Стокса $\xi_i^{(A),(B)}$, $i = 1, 2, 3$) приводит к тому, что величины ζ_{ij}, как и параметры $\xi_i^{(a),(b)}$, удовлетворяют условиям $|\zeta_{ij}| \leqslant 1$; кроме того, имеет место неравенство $|\xi_i^{(a)} + \xi_j^{(b)}| - 1 \leqslant \zeta_{ij} \leqslant 1 - |\xi_i^{(a)} - \xi_j^{(b)}|$. Условие $\mathrm{Sp}\,\{\hat{\rho}^{(a,b)}\}^2 \leqslant 1$ приводит еще к одному неравенству, которому должны удовлетворять поляризационные параметры пары фотонов:

$$|\xi^{(a)}|^2 + |\xi^{(b)}|^2 + \sum_{i,\,j} \zeta_{ij}^2 \leqslant 3. \tag{8}$$

Знак равенства в (8) имеет место в том случае, когда система фотонов находится в чистом поляризационном состоянии. Действительно, чистое состояние определяется соотношением $\{\hat{\rho}^{(a,b)}\}^2 = \hat{\rho}^{(a,b)}$, которое сводится к следующей системе равенств:

$$\begin{gathered}
|\xi^{(a)}|^2 + |\xi^{(b)}|^2 + \sum_{i,\,j} \zeta_{ij}^2 = 3,\\
\xi_i^{(a)}\,\xi_j^{(b)} - \zeta_{ij} - [\zeta_{ij}] = 0,\\
\xi_i^{(a)} - \sum_j \zeta_{ij}\,\xi_j^{(b)} = 0,\\
\xi_i^{(b)} - \sum_j \zeta_{ji}\,\xi_j^{(a)} = 0,
\end{gathered} \tag{9}$$

где через $[\zeta_{ij}]$ обозначено алгебраическое дополнение элемента ζ_{ij} матрицы $\hat{\zeta}$.

Рассмотрим систему (9) более подробно. Физический смысл второго равенства (9) очевиден из соотношения

$$w\,(\xi^{(A)},\ \xi^{(B)}) - w\,(\xi^{(A)})\,w\,(\xi^{(B)}) =$$
$$= \frac{1}{4}\sum_{i,j}(\zeta_{ij} - \xi_i^{(a)}\,\xi_j^{(b)})\,\xi_i^{(A)}\,\xi_j^{(B)} = -\frac{1}{4}\sum_{i,j}[\zeta_{ij}]\,\xi_i^{(A)}\,\xi_j^{(B)},$$

откуда следует смысл алгебраических дополнений элементов матрицы $\hat{\zeta}$:

$$[\zeta_{ij}] = -4\,[w(\xi_i^{(A)} = 1,\ \xi_j^{(B)} = 1) - w(\xi_i^{(A)} = 1)\,w(\xi_j^{(B)} = 1)].$$

Из последних двух равенств (9) при $i = 1, 2, 3$ имеем

$$|\boldsymbol{\xi}^{(a)}|^2 = |\boldsymbol{\xi}^{(b)}|^2, \tag{10}$$

т. е. в чистом состоянии системы векторы Стокса отдельных фотонов равны по модулю. Один предельный случай соотношения (10) достигается при $|\boldsymbol{\xi}^{(a)}|^2 = |\boldsymbol{\xi}^{(b)}|^2 = 1$, т. е. когда каждый фотон в отдельности полностью поляризован. При этом, очевидно, $\zeta_{ij} = \xi_i^{(a)}\xi_j^{(b)}$, и состояние пары фотонов определяется четырьмя независимыми параметрами. Это единственный случай, когда вероятность (6) может достигать значения, равного единице, поскольку лишь в этом случае можно избежать редукции состояний отдельных фотонов, ориентируя анализаторы так, что $\boldsymbol{\xi}^{(A)} = \boldsymbol{\xi}^{(a)}$ и $\boldsymbol{\xi}^{(B)} = \boldsymbol{\xi}^{(b)}$. Другой предельный случай — $\boldsymbol{\xi}^{(a)} = \boldsymbol{\xi}^{(b)} = 0$, когда каждый из фотонов полностью неполяризован. В этом случае из второго равенства (9) имеем $\zeta_{ij} = -[\zeta_{ij}]$, т. е. матрица $\hat{\zeta}$ является ортогональной с детерминантом, равным -1, и состояние пары фотонов определяется тремя независимыми параметрами. Максимально возможное значение вероятности (6) в этом случае равно 1/2. Для частного случая такого состояния, когда $\zeta_{ij} = -\delta_{ij}$ (δ_{ij} — символы Кронекера), вид матрицы $\hat{\rho}^{(a,b)}$ приведен в [12], а волновая функция выписана в [2].

В общем случае анализ системы равенств (9) показывает, что лишь девять из них независимы. Это означает, что чистое состояние системы двух фотонов определяется в общем случае шестью независимыми величинами. Эти шесть величин можно ввести, представляя чистое состояние пары фотонов в виде

$$|\psi\rangle = c\,|\mathbf{e}_1^{(a)},\ \mathbf{e}_1^{(b)}\rangle + c_1\exp(i\varphi_1)\,|\mathbf{e}_1^{(a)},\ \mathbf{e}_2^{(b)}\rangle +$$
$$+ c_2\exp(i\varphi_2)\,|\mathbf{e}_2^{(a)},\ \mathbf{e}_1^{(b)}\rangle + c_3\exp(i\varphi_3)\,|\mathbf{e}_2^{(a)},\ \mathbf{e}_2^{(b)}\rangle, \tag{11}$$

где $|\mathbf{e}_\alpha^{(a)},\ \mathbf{e}_\beta^{(b)}\rangle$ ($\alpha, \beta = 1,2$) есть состояние, в котором фотоны a и b поляризованы вдоль ортов $\mathbf{e}_\alpha^{(a)}$ и $\mathbf{e}_\beta^{(b)}$ соответственно (каждый в своем пространстве поляризаций), а вещественные величины c, c_i ($i=1, 2, 3$) связаны условием $c^2 + \sum_i c_i^2 = 1$. Тогда параметры $\xi_i^{(a)}$, $\xi_i^{(b)}$, ζ_{ij} можно выразить через c, c_i, φ_i ($i = 1, 2, 3$) с помощью соотношения $\hat{\rho}^{(a,b)} = |\psi\rangle\langle\psi|$:

$$\begin{gathered}
\xi_1^{(a)} = 2\,(cc_2\cos\varphi_2 + c_1c_3\cos(\varphi_1 - \varphi_3)),\\
\xi_2^{(a)} = 2\,(cc_2\sin\varphi_2 - c_1c_3\sin(\varphi_1 - \varphi_3)),\\
\xi_3^{(a)} = 1 - 2\,(c_2^2 + c_3^2),\\
\zeta_{11,22} = 2\,(c_1c_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2) \pm cc_3\cos\varphi_3),\\
\zeta_{33} = 1 - 2\,(c_1^2 + c_2^2),\\
\zeta_{12,23} = 2\,(cc_{3,2}\sin\varphi_{3,2} + c_1c_{2,3}\sin(\varphi_1 - \varphi_{2,3})),\\
\zeta_{13} = 2\,(cc_2\cos\varphi_2 - c_1c_3\cos(\varphi_1 - \varphi_3));
\end{gathered} \tag{12}$$

параметры $\xi_i^{(b)}$ получаются из $\xi_i^{(a)}$, а ζ_{ij} — из ζ_{ji} с помощью очевидных (см. (2)) замен $c_1, \varphi_1 \rightleftarrows c_2, \varphi_2$.

Отметим, что состояние (11) можно представить как суперпозицию собственных состояний оператора суммарной спиральности фотонов a и b: $\hat{\Lambda} = \hat{\sigma}_2^{(a)} \otimes \hat{I}^{(b)} + \hat{I}^{(a)} \otimes \hat{\sigma}_2^{(b)}$, соответствующих собственным значениям $\Lambda = 0$; 2. Вычисления показывают, что при значениях суммарной спиральности $\Lambda = \pm 2$ отличные от нуля параметры (12) равны $\xi_2^{(a)} = \xi_2^{(b)} = \pm \zeta_{22} = \pm 1$, что соответствует нескоррелированным циркулярно-поляризованным фотонам. При $\Lambda = 0$ отличные от нуля параметры (12) равны

$$\begin{gathered} \xi_2^{(a)} = -\xi_2^{(b)} = -4cc_1 \sin \varphi_1, \quad \zeta_{22} = -1, \\ \zeta_{11} = \zeta_{33} = 2(c^2 - c_1^2), \quad \zeta_{13} = -\zeta_{31} = -4cc_1 \cos \varphi_1 \quad (c^2 + c_1^2 = 1/2), \end{gathered} \tag{13}$$

т. е. в чистом состоянии с нулевой суммарной спиральностью поляризации фотонов скоррелированы.

Рассмотрим теперь процедуру определения чистого состояния пары фотонов путем измерения вероятности (6). Для этого выпишем условие обращения вероятности в нуль. Нетрудно убедиться, что выражение (6) можно обратить в нуль, если для произвольного $\xi^{(B)}$ можно найти такое $\xi^{(A)}$, при котором выполняется неравенство

$$(1 + \xi^{(A)} \xi^{(a)})^2 \leqslant \sum_j (\xi_j^{(b)} + \sum_i \zeta_{ij} \xi_i^{(A)})^2. \tag{14}$$

С помощью (12) можно показать, что в случае чистого состояния пары в выражении (14) имеет место знак равенства при произвольном $\xi^{(A)}$, и тогда при выборе $\xi^{(B)}$ согласно формуле

$$\xi_i^{(B)} = -(\xi_i^{(b)} + \sum_j \zeta_{ji} \xi_j^{(A)})/(1 + \xi^{(A)} \xi^{(a)}) \tag{15}$$

имеем $w(\xi^{(A)}, \xi^{(B)}) = 0$. Отсюда следует процедурное определение чистого состояния: система двух фотонов находится в чистом поляризационном состоянии, если при произвольной ориентации одного анализатора можно найти такую ориентацию второго, при которой вероятность детектирования пары обращается в нуль. Этот результат легко понять, проводя рассуждения Эйнштейна, Подольского, Розена [14] для случая поляризационных измерений. Действительно, в результате редукции состояния фотона a при измерении его поляризации (произвольно ориентированным анализатором) фотон b переходит в чистое состояние (если пара находится в чистом состоянии), а значит можно найти такую ориентацию анализатора B, при которой вероятность детектирования пары зануляется.

Из анализа поведения выражения (6) при изменении знака вектора Стокса одного или другого анализатора (или обоих вместе) можно сделать также определенные выводы относительно состояния поляризации отдельных фотонов в чистом состоянии пары. Так, если при некоторых $\xi^{(A)}$, $\xi^{(B)}$ величина $w(\xi^{(A)}, \xi^{(B)})$ обращается в нуль и при этом обращаются в нуль также $w(\xi^{(A)}, -\xi^{(B)})$ и $w(-\xi^{(A)}, \xi^{(B)})$, то имеем $w(-\xi^{(A)},$

$-\xi^{(B)}) = 1$, откуда $\xi^{(A)}\xi^{(a)} = \xi^{(B)}\xi^{(b)} = -\sum_{i,j}\zeta_{ij}\xi_i^{(A)}\xi_j^{(B)} = -1$, т. е. каждый из фотонов полностью поляризован: $\xi^{(a)} = -\xi^{(A)}$, $\xi^{(b)} = -\xi^{(B)}$. В случае же, когда $w(\xi^{(A)}, \xi^{(B)}) = w(-\xi^{(A)}, -\xi^{(B)}) = 0$, имеем $1 + \sum_{i,j}\zeta_{ij}\xi_i^{(A)}\xi_j^{(B)} = 0$, $\xi^{(a)}\xi^{(A)} = -\xi^{(b)}\xi^{(B)}$. Поскольку последние соотношения должны выполняться при произвольном $\xi^{(B)}$, то $\xi^{(a)} = \xi^{(b)} = 0$, ζ — ортогональная матрица, т. е. каждый из фотонов полностью неполяризован.

В общем случае смешанного (частично поляризованного) состояния пары фотонов вероятность детектирования, вообще говоря, невозможно обратить в нуль. Однако в некоторых случаях смешанных состояний это можно сделать, но при определенных значениях параметров Стокса обоих анализаторов, т. е. при определенной ориентации каждого из них. Пример таких состояний будет рассмотрен в следующей работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ландау Л. Д.* ДАН СССР, 60, 207 (1948).
2. *Yang C. N.* Phys. Rev., 77, 242 (1950).
3. *McMaster W. H.* Nuovo Cimento, 7, 395 (1960).
4. *Гольдфарб Л.* В сб. «Ядерные реакции», т. 1. Госатомиздат, М., 1962.
5. *Фергюсон Д.* Методы угловых корреляций в гамма-спектроскопии. Атомиздат, М., 1969.
6. *Kocher C. A., Commins E. D.* Phys. Rev. Lett., 18, 575 (1967).
7. *Fry E. S.* Phys. Rev., A8, 1219 (1973).
8. *Clauser J. F.* et al. Phys. Rev. Lett., 23, 880 (1969).
9. *Freedman S. J., Clauser J. F.* Phys. Rev. Lett., 28, 938 (1972).
10. *Aspect A.* et al. Opt. Comm., 49, 429 (1984)
11. *Fano U.* Phys. Rev., 93, 121 (1954).
12. *Fano U.* Rev. Mod. Phys., 29, 74 (1957).
13. *Scarl L.* Phys. Rev., A26, 3423 (1982).
14. *Эйнштейн А.* Собрание научных трудов, т. 3. Изд. Наука, М., 1966.

ԵՐԿՖՈՏՈՆԱՅԻՆ ՀԱՄԱԿԱՐԳԻ ԲԵՎԵՌԱՑՄԱՆ ՄԱՏՐԻՑԱՆ

Վ. Ե. ՄԿՐՏՉՅԱՆ, Վ. Հ. ՉԱԼՏԻԿՅԱՆ

Հետազոտված են երկֆոտոնային համակարգի բոլոր հնարավոր բևեռացման վիճակները։ Տրված են այդ վիճակների պրոցեդուրային սահմանումները։

POLARIZATION MATRIX OF TWO-PHOTON SYSTEM

V. E. MKRTCHYAN, V. O. CHALTYKYAN

A classification and analysis of all the possible polarization states of a two-photon system are carried out. The procedure definition of these states is given.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 247—252 (1987)

УДК 539.12

ВЛИЯНИЕ ПОГЛОЩЕНИЯ НА СПЕКТРАЛЬНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЖЕСТКОГО ОНДУЛЯТОРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

А. Р. АВАКЯН, Л. А. ГЕВОРГЯН, Н. Н. КОРХМАЗЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 30 июня 1986 г.)

Получена формула для частотно-углового распределения интенсивности излучения в поглощающей среде. Исследованы спектральные характеристики излучения в дипольном приближении в жесткой области частот. Показано, что независимо от поглощающей способности среды с увеличением частоты излучения возрастание пиков в угловом распределении интенсивности сопровождается уширением спектра. Показано также, что учет поглощения приводит к существенному изменению спектра излучения.

Развитие теоретических исследований в области рентгеновского ондуляторного излучения связано с появлением работы [1], где предлагалось генерировать ультрафиолетовое и более жесткое излучение с помощью электронных пучков современных ускорителей. В последовавших затем работах [2—4] было проведено исследование жесткого излучения в ондуляторе, заполненном диспергирующей средой. Влияние поглощения на спектральные характеристики излучения в этих работах не учитывалось.

В настоящей работе получена формула для спектрального распределения интенсивности ондуляторного излучения в поглощающей среде. Рассмотрена область жестких частот и исследован случай дипольного приближения. Получены спектральные характеристики излучения в зависимости от поглощающей способности среды для тех значений параметров, при которых эффект сужения спектра почти не проявляется.

1. Спектральная интенсивность излучения с учетом поглощения

Пусть релятивистская частица с зарядом e и массой m входит в спиральный ондулятор с длиной $L = Nl$ (l — шаг ондулятора) со скоростью βc под углом $\beta_\perp$ ($\beta_\perp \ll 1$) к оси z ондулятора. Поперечная скорость частицы $\beta_\perp c = cq/\gamma$ определяется параметром ондулятора $q = eH_0 l/\pi mc^2$ (H_0 — амплитуда магнитного поля) и лоренц-фактором $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$. Для продольной скорости частицы $\beta_z c = c(1-\gamma_z^{-2})^{1/2}$ ($\gamma_z = \gamma(1+q^2)^{-1/2}$) имеет место $\beta_z^2 + \beta_\perp^2 = \beta^2$.

Спектральное распределение интенсивности излучения дается формулой [5]

$$\frac{dW}{d\omega dO} = \frac{e^2\omega^2|\sqrt{\varepsilon}|}{4\pi^2 c} I, \tag{1}$$

$$I = \int_0^{\tau}\int_0^{\tau} ([\mathbf{n}, \beta(t)], [\mathbf{n}, \beta(t')]) \times$$

$$\times \exp\left\{i\left[\omega(t-t') - \mathbf{n}\frac{\omega}{c}(\sqrt{\varepsilon}\,\mathbf{r}(t) - \sqrt{\varepsilon^*}\,\mathbf{r}(t'))\right]\right\} dt dt',$$

а траектория движения частицы определяется выражением [4, 6]

$$\mathbf{r}(t) = -\frac{\beta_\perp c}{\Omega}(\mathbf{i}\cos\Omega t + \mathbf{j}\sin\Omega t) + \mathbf{k}\beta_z ct. \quad (2)$$

Здесь $\Omega = 2\pi\beta_z c/l$ – частота ондулятора, $c\beta(t) = c(\beta_\perp \sin\Omega t, -\beta_\perp\cos\Omega t, \beta_\perp)$ — скорость частицы, $\mathbf{n} = (\sin\vartheta\cos\varphi, \sin\vartheta\sin\varphi, \cos\vartheta)$ — единичный вектор в направлении излучения, $\sqrt{\varepsilon} = \varkappa_1 - i\varkappa_2$ — диэлектрическая проницаемость среды, $\tau = L/\beta_z c$ — время пробега частицы, $dO = \sin\vartheta d\vartheta d\varphi$ — — элемент телесного угла.

Учитывая симметрию задачи относительно оси z, можно положить $\varphi = 0$. Воспользуемся известным разложением экспоненты по бесселевым функциям и представим экспоненту в подынтегральном выражении (1) в виде двойной суммы

$$\sum_{n=-\infty}^{+\infty}\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \exp\{i(n-m)\pi/2\} J_n(\alpha) J_m^*(\alpha) \times$$

$$\times \exp\{i[\omega(t-t') + \Omega(nt - mt') + \beta_z\omega(\sqrt{\varepsilon}\,t - \sqrt{\varepsilon^*}\,t')\cos\vartheta]\}. \quad (3)$$

Ввиду того, что члены суммы с $n = k > m = q$ являются комплексно-сопряженными членам с $n = q < m = k$, после интегрирования выражения (1) по t и t' получим

$$I = \sum_{n<m} 2\,\mathrm{Re}\left(e^{i(n-m)\pi/2}\left[J_n(\alpha) J_m^*(\alpha) \times\right.\right.$$

$$\times\left(\beta_z^2\sin^2\vartheta + \frac{nm}{|\alpha|^2}\beta_\perp^2\cos^2\vartheta + \frac{n\alpha^* + m\alpha}{|\alpha|^2}\beta_z\beta_\perp\sin\vartheta\cos\vartheta\right) +$$

$$\left.\left. + J_n'(\alpha)(J_m^*(\alpha))'\beta_\perp^2\right]\frac{Q^2 + 1 - A}{B - C}\right), \quad (4)$$

где

$$A = 2Q\cos[(\eta\omega + (n+m)\Omega/2)\tau]\,e^{i(n-m)\Omega\tau/2},$$

$$B = (\eta\omega + n\Omega)(\eta\omega + m\Omega) + \beta_z^2\cos^2\vartheta\, c^2\mu^2/4,$$

$$C = i(n-m)\beta_z\Omega\cos\vartheta c\mu/2.$$

Здесь

$$\eta = 1 - \beta_z\varkappa_1\cos\vartheta,$$

$$Q = \exp\left(-\frac{1}{2}L\mu\cos\vartheta\right),$$

$$\alpha = \frac{\omega}{\Omega}\beta_\perp\sqrt{\varepsilon}\sin\vartheta,$$

$\mu(\omega) = 2\,\omega\varkappa_2(\omega)/c$ — линейный коэффициент поглощения по интенсивности излучения.

Можно убедиться в том, что в (4) гармоники с $n=m$ дают в N раз больший вклад в излучение, чем остальные. Поэтому членами суммы с $n \neq m$ можно пренебречь. С учетом сказанного вместо (4) будем иметь

$$I = \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \Big[|J_n(\alpha)|^2 \Big(\beta_z^2 \sin^2\vartheta + \frac{n^2}{|\alpha|^2} \beta_\perp^2 \cos^2\vartheta - \\ - \frac{2n\alpha_1}{|\alpha|^2} \beta_z \beta_\perp \sin\vartheta \cos\vartheta \Big) + |J'_n(\alpha)|^2 \beta_\perp^2 \Big] \times \\ \times \frac{Q^2 - 2Q\cos[(\eta\omega - n\Omega)\tau] + 1}{(\eta\omega - n\Omega)^2 + \beta_z^2 \cos^2\vartheta\, c^2 \mu^2/4}, \tag{5}$$

где

$$\alpha_1 = \frac{\omega}{\Omega} \beta_\perp \varkappa_1 \sin\vartheta.$$

Для спектрального распределения интенсивности излучения с единицы пути пробега частицы окончательно получаем

$$\frac{dW}{d\omega\, dO dz} = \frac{1}{2\Omega} K \sum_{n=-\infty}^{+\infty} f_n \Phi_n, \tag{6}$$

$$f_n = \frac{\omega^2}{2\Omega^2 \beta_\perp^2 \gamma_z^4} \Big[|J_n(\alpha)|^2 \Big(\beta_z^2 \sin^2\vartheta + \frac{n^2 \beta_\perp^2 \cos^2\vartheta}{|\alpha|^2} - \\ - \frac{n\alpha_1 \beta_z \beta_\perp \sin 2\vartheta}{|\alpha|^2} \Big) + |J'_n(\alpha)|^2 \beta_\perp^2 \Big], \tag{7}$$

$$\Phi_n = \frac{\Omega^2}{4\pi^3 N} \frac{Q^2 - 2Q\cos[(\eta\omega - n\Omega)\tau] + 1}{(\eta\omega - n\Omega)^2 + \beta_z^2 \cos^2\vartheta\, c^2 \mu^2/4}, \tag{8}$$

$$K = \frac{2}{(1+q)^2} \left(\frac{2\pi e q \gamma}{l} \right)^2. \tag{9}$$

2. Жесткая область частот

Для излучения частиц высоких энергий в жесткой области частот ($\vartheta \sim 1/\gamma \ll 1$, $\omega \lesssim 2n\Omega\gamma_z^2$) можно воспользоваться универсальным представлением $\varkappa_1 = 1 - \omega_0^2/2\omega^2$ (ω_0 — плазменная частота среды). В дальнейшем мы будем рассматривать случай $\beta_z \varkappa_1 \cos\vartheta < 1$. При этом в выражении (6) основной вклад в излучение вносят гармоники с положительными номерами. Вводя безразмерную частоту $x = \omega/2n\Omega\gamma_z^2$, параметр $R = \omega_0/\gamma_z \Omega$ и угол $\theta = \gamma_z \vartheta$, вместо (6) получим

$$\frac{dW}{dx dO dz} = K \sum_{n=0}^{+\infty} f_n \Phi_n, \tag{10}$$

$$f_n = 2x^2 \Big[|J_n(\alpha)|^2 \Big(\frac{1+q^2}{q^2} \theta^2 + \frac{n^2}{|\alpha|^2} - \frac{2n\alpha_1 \theta \sqrt{1+q^2}}{q|\alpha|^2} \Big) + |J'_n(\alpha)|^2 \Big], \tag{11}$$

$$\Phi_n = e^{-2Nz} \frac{\operatorname{sh}^2 Nz + \sin^2 NY_n}{\pi N (z^2 + Y_n^2)}. \qquad (12)$$

Здесь

$$Y_n = \pi [R^2/4x + (1 + \theta^2) x - n],$$

$$z = l\mu/4, \; dO = 2\pi\theta d\theta.$$

Нетрудно заметить, что функция Φ_n для данной частоты x при $\theta_m^2 = (n - R^2/4x - x)/x$ имеет максимум, равный

$$\Phi(\theta_m, x) = e^{-2Nz} \frac{\operatorname{sh}^2 Nz}{\pi N z^2}. \qquad (13)$$

Из условия $\theta_m^2 \geqslant 0$ следует, что частота излучаемых жестких квантов для n-гармоники находится в интервале

$$(n - \sqrt{n^2 - R^2})/2 \leqslant x \leqslant (n + \sqrt{n^2 - R^2})/2, \qquad (14)$$

причем крайние частоты излучаются под углом $\theta_m = 0$.

Отсюда видно, что при стремлении параметра R к номеру гармоники n частотный спектр сужается [2—4], однако нас будет интересовать случай $R \ll n$.

3. Дипольное излучение

В дипольном приближении ($q < 1$, $\gamma_z \simeq \gamma$) имеет место $|\alpha| \sim q$, и с точностью до малых членов порядка $|\alpha|^2$ в выражении (10) можно ограничиться гармоникой $n = 1$.

Для частотно-углового распределения интенсивности излучения в жесткой области частот будем иметь

$$\frac{dW}{dx dO dz} = k f_1 \Phi_1, \qquad (15)$$

$$f_1 = \frac{1}{2} x^2 [1 + (1 - 2x\theta^2)^2], \qquad (16)$$

$$\Phi_1 = e^{-2Nz} \frac{\operatorname{sh}^2 Nz + \sin^2 NY_1}{\pi N (z^2 + Y_1^2)}, \qquad (17)$$

$$k = 2 \left(\frac{2\pi e q \gamma}{l} \right)^2. \qquad (18)$$

Легко показать, что выражение (15) при $Nz \ll 1$ переходит в известную формулу для вакуумного конечного ондулятора [3]:

$$\frac{dW}{dx dz} = \frac{1}{2} k x^2 [1 + (1 - 2x - R^2/2x)^2]. \qquad (19)$$

Нетрудно видеть, что максимумы функции $f_1 \Phi_1$ в (15) возрастают с увеличением частоты x до значения

$$x_m^2 e^{-2Nz} \operatorname{sh}^2 Nz / \pi N z^2.$$

Как известно, в жесткой области частот с увеличением частоты поглощающая способность среды уменьшается. В связи с этим имеет смысл рассмотреть ультрафиолетовую область частот, где поглощение ощутимо. Представляет интерес случай $R \ll 1$, когда эффект сужения спектра почти не проявляется.

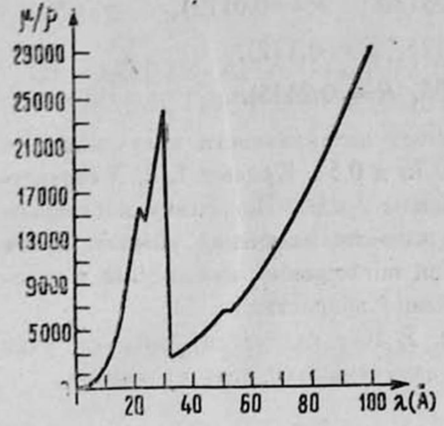


Рис. 1.

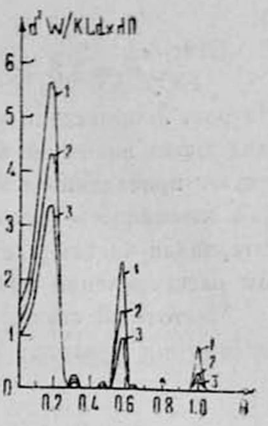


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость массового коэффициента поглощения μ/ρ для воздуха ($O = 21\%$, $N = 78\%$, $Ar = 1\%$) от длины волны λ: $\lambda = 2{,}33$ нм — K-линия кислорода, $\lambda = 3{,}1$ нм — K-линия азота, $\lambda = 5$ нм — L_2-линия аргона.

Рис. 2. Частотно-угловое распределение интенсивности ондуляторного излучения с единицы пути пробега в единицах k в случае разреженного воздуха. Кривые 1, 2, 3 соответствуют трем различным степеням разреженности: $P = 6{,}5 \cdot 10^{-6}$; $6{,}5 \cdot 10^{-4}$; $1{,}3 \cdot 10^{-3}$ атм. Максимумы интенсивности излучения, испускаемого под углами $\theta = 0{,}16$; $0{,}57$; $0{,}99$, соответствуют значениям частот $x = 0{,}97$; $0{,}76$; $0{,}51$.

В качестве среды возьмем воздух ($\omega_0 = 1{,}04 \cdot 10^{15}$ с$^{-1}$). На рис. 1 приведена зависимость массового коэффициента поглощения μ/ρ для воздуха от длины волны λ ($\rho = 1{,}29 \cdot 10^{-3}$). Пики на графике соответствуют K-линии кислорода ($\lambda = 2{,}33$ нм), K-линии азота ($\lambda = 3{,}1$ нм) и L_2-линии аргона ($\lambda = 5$ нм).

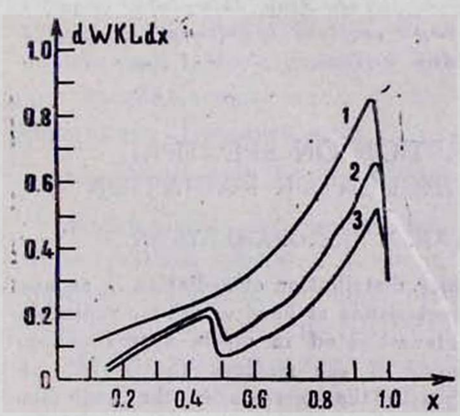


Рис. 3. Частотное распределение интенсивности ондуляторного излучения с единицы пути пробега в единицах k для значений: $P = 6{,}5 \cdot 10^{-6}$; $6{,}5 \cdot 10^{-4}$; $1{,}3 \cdot 10^{-3}$ атм. Изломы, наблюдаемые на кривых 2 и 3, объясняются линиями поглощения воздуха. Кривая 1 фактически описывает спектр излучения без учета поглощения.

Рассмотрим пример ондулятора с параметрами $N = 20$, $l = 5$ см. Энергия частицы ($\gamma = 4{,}082 \cdot 10^3$) определяется из условия $\lambda_{\min} = l/2\gamma^2 = 1{,}5$ нм.

С целью удовлетворить условию $R \ll 1$ необходимо заполнить ондулятор разреженным воздухом.

Рассмотрим три случая:

$$P = 6{,}5 \cdot 10^{-6}\ \text{атм} \quad (Nz = 1{,}25 \cdot 10^{-2},\ R = 0{,}0172),$$
$$P = 6{,}5 \cdot 10^{-4}\ \text{атм} \quad (Nz = 0{,}125,\ R = 0{,}172),$$
$$P = 1{,}3 \cdot 10^{-3}\ \text{атм} \quad (Nz = 0{,}25,\ R = 0{,}2425).$$

На рис. 2 приведено угловое распределение интенсивности излучения для следующих значений частот: $x = 0{,}97$; $0{,}76$ и $0{,}51$. Кривые 1, 2, 3 соответствуют приведенным выше трем состояниям среды. Поскольку поглощающая способность среды с возрастанием частоты излучения убывает в тех интервалах частот, где отсутствуют линии поглощения, максимумы в угловом распределении интенсивности излучения возрастают.

Частотный спектр приведен на рис. 3. Как следует из рисунка, учет поглощения приводит к существенному изменению спектра излучения.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Корхмазян Н. А.* Изв. АН АрмССР, Физика, 5, 287, 418 (1970).
2. *Геворгян Л. А., Корхмазян Н. А.* Научное сообщение ЕрФИ—273 (66)—77, 1977.
3. *Геворгян Л. А., Корхмазян Н. А.* ЖЭТФ, 76, 1226 (1979).
4. *Геворгян Л. А., Погосян П. М.* Изв. АН АрмССР, Физика, 19, 239 (1984).
5. *Джексон Дж.* Классическая электродинамика. Изд. Мир, М., 1965.
6. *Алферов Д. Ф., Башмаков Ю. А., Бессонов Е. Г.* Труды ФИАН СССР, 80, 100 (1975).

ԿԼԱՆՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՕՆԴՈՒԼՅԱՏՈՐԱՅԻՆ ԿՈՇՏ ՃԱՌԱԳԱՅԹՄԱՆ ՍՊԵԿՏՐԱԼ ԲՆՈՒԹԱԳՐԵՐԻ ՎՐԱ

Հ. Ռ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Լ. Ա. ԳԵՎՈՐԳՅԱՆ, Ն. Ն. ՂՈՐԽՄԱԶՅԱՆ

Կլանող միջավայրում օնդուլյատորային ճառագայթման ինտենսիվության հաճախա-անկյունային բաշխման համար ստացված է բանաձև։ Հետազոտված են դիպոլային ճառագայթման սպեկտրալ բնութագրերը հաճախությունների կոշտ տիրույթում։ Ցույց է տրված, որ անկախ միջավայրի կլանման ընկալությունից ճառագայթման հաճախության մեծացմանը զուգահեռ տեղի են ունենում նաև ինտենսիվության անկյունային բաշխման կիզակետերի բարձրացում և սպեկտրի լայնացում։ Ցույց է տրված, որ կլանման հաշվառումը բերում է ճառագայթման սպեկտրի էական փոփոխության։

THE INFLUENCE OF ABSORPTION ON SPECTRAL CHARACTERISTICS OF HARD UNDULATOR RADIATION

H. R. AVAKYAN, L. A. GEVORGYAN, N. N. KORKHMAZYAN

A formula describing the frequency-angular distribution of radiation in an absorbing medium is obtained. The spectral characteristics of hard undulator radiation depending on the absorbability of medium are investigated in dipole approximation It is shown that irrespective of the absorbability of the medium, the growth of maxima of the angular distribution of intensity with the increase in the radiation frequency is accompanied by broadening of spectra. It is also shown that consideration of absorption leads to essential variation of radiation spectra.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 253—258 (1987)

УДК 530.12

ОБ ОДНОМ АНАЛИТИЧЕСКОМ РЕШЕНИИ АКСИАЛЬНО-СИММЕТРИЧНЫХ УРАВНЕНИЙ В БИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕОРИИ

Р. М. АВАКЯН, О. А. ГРИГОРЯН, Э. В. ЧУБАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 5 июня 1986 г.)

Получено аналитическое решение аксиально-симметричных уравнений в биметрической теории тяготения в случае модельного уравнения состояния $\rho = aP$.

Любые альтернативные теории гравитации, в том числе и биметрические, отличаются от теории тяготения Эйнштейна только в случае достаточно сильных гравитационных полей. Теоретически интегральные параметры вращающихся объектов можно определить, решая уравнения биметрической теории тяготения в случае аксиально-симметричного распределения масс.

Метод решения таких уравнений в квадратичном по угловой скорости вращения приближении был недавно развит нами [1], причем вне распределения масс найдены аналитические решения. Внутри распределения масс задача решается численно. Ниже рассматривается модельное уравнение состояния $\rho = aP$, где a — некоторая постоянная. Оно позволяет найти аналитические решения уравнений поля при значении параметра $a = \sqrt{12} - 3$.

1. Пусть неподвижный наблюдатель и связанная с ним система отсчета находятся в центре распределения масс. Тогда

$$d\sigma^2 = dt^2 - dr^2 - r^2 (d\theta^2 + \sin^2\theta d\varphi^2). \qquad (1)$$

Метрика гравитационного поля, создаваемого стационарным вращением распределения масс, будет аксиально-симметричной, и из общих принципов [2] следует, что

$$ds^2 = e^{2\Phi} dt^2 - e^{2\psi} dr^2 - r^2 [e^{2\mu} (d\theta + \nu dr)^2 + e^{2\alpha} \sin^2\theta (d\varphi + \omega dt)^2]. \qquad (2)$$

Компоненты метрического тензора являются функциями r и θ и зависят от угловой скорости Ω как от параметра. Полная система уравнений, позволяющая найти функции, описывающие аксиально-симметричное гравитационное поле внутри распределения масс, приведена в работе [1].

Задачу удается решить методом теории возмущений. Малым параметром разложения функций в ряд служит безразмерная величина $\beta = \Omega^2/8\pi\rho_c$ (ρ_c — плотность вещества в центре конфигурации). Тогда компоненты метрического тензора, давление и плотность можно представить в виде

$$\psi(r, \theta, \Omega) = \psi(r) + \beta(f^0 + f^2 P_2(\cos\theta)),$$
$$\Phi(r, \theta, \Omega) = \Phi(r) + \beta(\varphi^0 + \varphi^2 P_2(\cos\theta)),$$
$$\frac{1}{2}(\mu + \alpha) = \psi(r) + \beta(u^0 + u^2 P_2), \tag{3}$$
$$\frac{1}{2}(\mu - \alpha) = \beta\chi(r) P_2^{(2)},$$
$$\omega(r, \theta, \Omega) = \sqrt{\beta}\, q(r) P_1^{(1)};$$
$$P = P_0(r) + \beta(P^0 + P^2 P_2(\cos\theta)),$$
$$\rho = a[P_0(r) + \beta(P^0 + P^2 P_2(\cos\theta)), \tag{4}$$

где величины с индексом соответствуют статически-сферическому распределению масс.

В работе [3] показано, что в случае сферического распределения масс задача сводится к интегрированию системы двух уравнений

$$\frac{dF}{dx} = \frac{m}{x^2}, \quad \frac{dm}{dx} = x^2 \tag{5}$$

с начальными условиями $m = F = 0$. Здесь $F(x) = \Phi(x) - \Phi_c$, $x = r/b$, $m = M/b$, $b = [4\pi P_c(a+3)]^{-1/2} e^{-(\Phi_c + 3\psi_c)/2}$. Индексом „$c$" отмечены значения соответствующих величин в центре конфигурации. Что касается остальных функций, то

$$m_1 = \frac{a-1}{a+3} m, \ \chi(x) = \psi(x) - \psi_c = -\frac{a-1}{a+3} F(x),$$
$$P(x) = P_c e^{-(a+1)F}. \tag{6}$$

Из системы (5) следует, что $m = x^3/3$, $F' = x/3$ и $F = x^2/6$. Условия непрерывности компоненты метрического тензора g_{00} и ее первой производной на поверхности сферы дают $\Phi_c = -x_0^2/2$ и $\psi_c = 0{,}1547$. Тогда $b = 0{,}1516 \cdot e^{0{,}366\, x_0^2} / \sqrt{P_c}$ и интегральные параметры конфигурации следующие:

$$M = bx_0^3/3, \ M_1 = -0{,}1547\, M, \ R = bx_0.$$

Отметим, что в случае выбранного уравнения состояния $\rho = aP = 0{,}464 \cdot P = 0{,}464 \cdot P_c e^{-0{,}244\, x^2}$ плотность и давление становятся равными нулю на бесконечности. Поэтому если мы хотим говорить о параметрах конфигурации, необходимо искусственно задать ее границу R.

2. В приближении Ω определяется компонента g_{03} метрического тензора. Соответствующее уравнение получено в [4]:

$$\frac{d^2 Q(x)}{dx^2} + \left(\frac{4}{x} - \alpha x\right)\frac{dQ}{dx} - 4\alpha Q = 3\alpha,$$

где

$$Q(x) = q(x)/\sqrt{8\pi\rho_c}, \ \alpha = 4(a+1)/3(a+3) = 0{,}5635.$$

Не расходящееся в центре решение имеет вид

$$Q_{in} = AF\left(2, \frac{5}{2}, z\right) - \frac{3}{4}, \quad z = \frac{\alpha x^2}{2}, \tag{7}$$

где $F(\alpha, \beta, z)$ — вырожденная гипергеометрическая функция. Вне распределения масс имеем

$$Q_{out} = \frac{C}{x^3} F\left(2, 4, -\frac{3m\alpha}{x}\right), \tag{8}$$

где постоянная C, определяемая вместе с A из условия непрерывности g_{03} и ее первой производной на границе сферической конфигурации, известным образом связана с моментом инерции конфигурации [5]

$$I/I_0 = \int_0^{z_0} e^{-z} z^{3/2}\left[AF\left(2, \frac{5}{2}, z\right) + \frac{1}{4}\right] dz, \tag{9}$$

где

$$I_0 = \sqrt{2}\left(\frac{3}{16\pi P_c(a+1)}\right)^{3/2} e^{-\frac{a+13}{a+3}\Phi_c}.$$

Имея в виду последнее соотношение, получаем

$$A = \frac{3}{4}\frac{z_0(\operatorname{ch} z_0 - \operatorname{sh} z_0) - \operatorname{sh} z_0}{x},$$

$$C = \frac{2}{5}(z_0 x_0)^2 \frac{e^{z_0} F\left(3, \frac{7}{2}, z_0\right)}{x},$$

где

$$x = [z_0(\operatorname{ch} z_0 - \operatorname{sh} z_0) - \operatorname{sh} z_0] F\left(2, \frac{5}{2}, z_0\right) -$$

$$- \frac{8}{5}(z_0 \operatorname{ch} z_0 - \operatorname{sh} z_0) F\left(3, \frac{7}{2}, z_0\right).$$

Во втором приближении по угловой скорости задача сводится к интегрированию следующей системы уравнений:

$$\Delta_0 X + \frac{2(a-3)}{a+3} X - \frac{2(a+1)(a-3)}{a+3}\varphi^0 = -\frac{(a-3)(a+1)}{a+3} D(x), \tag{11}$$

$$\Delta_0 \varphi^0 + (a+1)\varphi^0 - X = \frac{2}{3} G(x) + \frac{1}{3} H(x) + \frac{(a+1)(a+7)}{2(a+3)} D(x), \tag{12}$$

$$\Delta_0 (B + 6X) = \frac{2}{3} G(X) + \frac{1}{3} H(x) + 2\frac{a+1}{a+3} D(x), \tag{13}$$

$$\Delta_2 A + 2\frac{a-3}{a+3} A - 2\frac{(a+1)(a-3)}{a+3}\varphi^2 = \frac{(a+1)(a-3)}{a+3} D(x), \tag{14}$$

$$\Delta_2 \varphi^2 - A + (a+1)\varphi^2 = \frac{1}{3} G(x) - \frac{1}{3} H(x) - \frac{(a+1)(a+7)}{2(a+3)} D(x), \tag{15}$$

$$\Delta_2(B-6\chi)=\frac{2}{3}G(x)-\frac{2}{3}H(x)-4\frac{a+1}{a+3}D(x). \quad (16)$$

Здесь введены следующие обозначения:

$$X=\varphi^0+f^0+2u^0,\ A=\varphi^2+f^2+2u^2,\ B=f^2-u^2,$$

$$D(x)=K(x)=\frac{2}{3}x^2e^{-3\alpha F}(Q+1)^2,\ G(x)=e^{-3\alpha F}Q^2,$$

$$H(x)=x^2G(x)\left(\frac{Q_1}{Q}+\frac{1}{x}\right)^2,\ \Delta_l=\frac{1}{x^2}\frac{d}{dx}\left(x^2\frac{d}{dx}\right)-\frac{l(l+1)}{x^2}.$$

Отметим, что все шесть неизвестных функций переобозначены одинаковым образом. Например, функция X заменена на $\frac{2a}{a+3}e^{-\frac{2a+10}{a+3}\Phi}X$. Заметим далее, что не все из приведенных функций независимы; между ними имеются определенные связи. Действительно, из (11)—(13) следует, что

$$X=\frac{2(3-a)}{a+3}(\varphi^0-B-6\chi), \quad (17)$$

а из (14)—(16) —

$$A=\frac{2(3-a)}{a+3}\left(\varphi^2-\frac{B-6\chi}{2}\right). \quad (18)$$

В уравнениях (13) и (16) перейдем к переменной z и выполним интегрирование. Тогда

$$B+6\chi=V_1(z)+c, \quad (19)$$

$$B-6\chi=V_2(z)+Ez, \quad (20)$$

где

$$\left.\begin{aligned}V_1(z)&=\frac{1}{2\alpha}\int\limits_0^z\frac{dz'}{z'^{3/2}}\int\limits_0^{z'}\sqrt{z}\,u_1(z)\,dz,\\ V_2(z)&=\frac{1}{\alpha z^{3/2}}\int\limits_0^z z'^{3/2}\,dz'\int\limits_0^{z'}u_2(z)\,dz,\end{aligned}\right\} \quad (21)$$

а $u_1(z)$ и $u_2(z)$ — правые части соответствующих уравнений.

Далее, подставляя φ^0 из (17) в (11) и φ^2 из (18) в (14), получаем

$$X(z)=\widetilde{X}(z)-\frac{(a+1)^2}{6\alpha}cz+\frac{(a+1)^2}{4\alpha}C_1, \quad (22)$$

$$A(z)=\widetilde{A}(z)+\frac{2(a+1)^2}{7\alpha}Ez+\frac{(a+1)^2}{10\alpha}E_1z, \quad (23)$$

причем

$$\bar{X}(z) = \frac{(a+1)^2}{4a}\int\limits_0^z \frac{dz'}{z'^{3/2}}\int\limits_0^{z'} \sqrt{z}\,[D(z) - V_1(z)]\,dz,$$

$$\tilde{A}(z) = \frac{(a+1)^2}{4az^{3/2}}\int\limits_0^z z'^{2/3}\,dz'\int\limits_0^{z'} \frac{D(z)+V_2(z)}{z}\,dz. \tag{24}$$

Оставшиеся две функции определяются сразу:

$$\varphi^0(z) = \frac{X}{a+1} + V_1(z) + c,$$

$$\varphi^2(z) = -\frac{A}{a+1} + V_2(z) + Ez.$$

Между постоянными, входящими во внешнее решение (см. [1]), имеются определенные связи, следующие из (17) и (18):

$$b_0 = (a+1)(a_0 - b_1),$$

$$b_2 = (a+1)(6a_0 - a_2).$$

Интегралы (21) и (24) в принципе можно вычислить точно или оценить, используя формулы, приведенные в [6] и [8]. Для постоянных, входящих в решение внутри и вне распределения масс, получаем

$$b_1 = f_1'(z_0) - V_1'(z_0),\ c = f_1(z_0) - V_1(z_0) - z_0 b_1,$$

$$a_0 = \frac{1}{24z_0^3}[V_2 - f_2 + z_0(V_2' - f_2')],\quad E = \frac{1}{2z_0}[3(f_2 - V_2) - z_0(f_2' - V_2')],$$

$$b_0 = \frac{(a+1)^2}{6a}c - \bar{X}'(z_0),\ C_1 = \frac{4a}{(a+1)^2}(\bar{X}'(z_0)\,z_0 - \tilde{X}(z_0)), \tag{25}$$

$$b_2 = \frac{1}{2z_0^3}\left[\bar{A}(z_0) - z_0\bar{A}'(z_0) - \frac{2(a+1)}{7a}E z_0^2\right],$$

$$E_1 = -\frac{5a}{(a+1)^2 z_0}\left[3\tilde{A}(z_0) - \tilde{A}'(z_0)\,z_0 + \frac{3(a+1)^2}{7a}E z_0^2\right].$$

Знание этих постоянных позволит нам определить интегральные характеристики: массы M, M_1, квадрупольные моменты, полярный и экваториальный полуоси и форму вращающейся конфигурации.

Согласно [7] форма конфигурации определяется величинами d^l, которые в используемых нами единицах имеют вид

$$D^l = \frac{d^l}{b} = \frac{3}{x_0}\left[\varphi^l(x_0) - \frac{K(x_0)}{2}(\delta_{0l} - \delta_{2l})\right].$$

ЛИТЕРАТУРА

1. *Григорян О. А., Чубарян Э. В.* Астрофизика, 23, 177 (1985).
2. *Avakian R. M.* et al. Ap. and Sp. Sci., 68, 347 (1980).
3. *Авакян Р. М., Саркисян А. В. Чубарян Э. В.* Ученые записки ЕГУ, № 1 (164), 69 (1987).
4. *Чубарян Э. В., Саркисян А. В.* Астрофизика, 20, 585 (1984).
5. *Авакян Р. М., Чубарян Э. В.* Тезисы докладов II Всесоюзного симпозиума «Движение тел в релятивистской теории гравитации». Вильнюс, 1986, с. 12.
6. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений Изд. физ.-мат. лит., М., 1962.
7. *Седракян Д. М., Чубарян Э. В.* Астрофизика, 4, 551 (1968).
8. *Бейтмен Г., Эрдейи А.* Высшие трансцендентные функции, т. 1. Изд. Наука, М., 1965.

ԲԻՄԵՏՐԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐՈՒՄ ԱՌԱՆՑՔԱ-ՀԱՄԱՉԱՓ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ԱՆԱԼԻՏԻԿ ԼՈՒԾՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ռ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Հ. Ա. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Է. Վ. ՉՈՒԲԱՐՅԱՆ

Վիճակի $\rho = aP$ մոդելային հավասարման դեպքում ձգողության բիմետրիկ տեսության սահմաններում ստացված է առանցքա-համաչափ հավասարումների անալիտիկ լուծում։

ON THE ANALYTICAL SOLUTION OF AXIALLY SYMMETRIC EQUATIONS IN THE BIMETRIC THEORY

R. M. AVAKIAN, H. A. GRIGORIAN, E. V. CHUBARIAN

An analytical solution of axially symmetric equations in the bimetric theory of gravitation is obtained for the $\rho = aP$ equation of state.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 258—262 (1987)

УДК 621.315.592

ЭФФЕКТ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г. М. АРУТЮНЯН, Г. А. ЕРИЦЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 2 января 1986 г.)

Рассмотрены особенности эффекта самовоздействия интенсивного электромагнитного излучения в полупроводниках, когда кроме дипольно разрешенных межзонных переходов учитывается также влияние внутризонного движения носителей в зонах.

Нелинейные оптические эффекты, связанные с самовоздействием интенсивных электромагнитных волн в различных средах, исследуются довольно давно [1]. Эффект самовоздействия связан с зависимостью ди-

ЛИТЕРАТУРА

1. *Григорян О. А., Чубарян Э. В.* Астрофизика, 23, 177 (1985).
2. *Avakian R. M.* et al. Ap. and Sp. Sci., 68, 347 (1980).
3. *Авакян Р. М., Саркисян А. В. Чубарян Э. В.* Ученые записки ЕГУ, № 1 (164), 69 (1987).
4. *Чубарян Э. В., Саркисян А. В.* Астрофизика, 20, 585 (1984).
5. *Авакян Р. М., Чубарян Э. В.* Тезисы докладов II Всесоюзного симпозиума «Движение тел в релятивистской теории гравитации». Вильнюс, 1986, с. 12.
6. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений Изд. физ.-мат. лит., М., 1962.
7. *Седракян Д. М., Чубарян Э. В.* Астрофизика, 4, 551 (1968).
8. *Бейтмен Г., Эрдейи А.* Высшие трансцендентные функции, т. 1. Изд. Наука, М., 1965.

ԲԻՄԵՏՐԻԿ ՏԵՍՈՒԹՅԱՆ ՍԱՀՄԱՆՆԵՐՈՒՄ ԱՌԱՆՑՔԱ-ՀԱՄԱՉԱՓ ՀԱՎԱՍԱՐՈՒՄՆԵՐԻ ԱՆԱԼԻՏԻԿ ԼՈՒԾՄԱՆ ՄԱՍԻՆ

Ռ. Մ. ԱՎԱԳՅԱՆ, Հ. Ա. ԳՐԻԳՈՐՅԱՆ, Է. Վ. ՉՈՒԲԱՐՅԱՆ

Վիճակի $\rho=aP$ մոդելային հավասարման դեպքում ձգողության բիմետրիկ տեսության սահմաններում ստացված է առանցքա-համաչափ հավասարումների անալիտիկ լուծում։

ON THE ANALYTICAL SOLUTION OF AXIALLY SYMMETRIC EQUATIONS IN THE BIMETRIC THEORY

R. M. AVAKIAN, H. A. GRIGORIAN, E. V. CHUBARIAN

An analytical solution of axially symmetric equations in the bimetric theory of gravitation is obtained for the $\rho=aP$ equation of state.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 258—262 (1987)

УДК 621.315.592

ЭФФЕКТ САМОВОЗДЕЙСТВИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Г. М. АРУТЮНЯН, Г. А. ЕРИЦЯН

НИИ физики конденсированных сред ЕГУ

(Поступила в редакцию 2 января 1986 г.)

Рассмотрены особенности эффекта самовоздействия интенсивного электромагнитного излучения в полупроводниках, когда кроме дипольно разрешенных межзонных переходов учитывается также влияние внутризонного движения носителей в зонах.

Нелинейные оптические эффекты, связанные с самовоздействием интенсивных электромагнитных волн в различных средах, исследуются довольно давно [1]. Эффект самовоздействия связан с зависимостью диэлектрической проницаемости среды от интенсивности электромагнитной волны. Подобная зависимость в разных средах связана с различными механизмами взаимодействия света с веществом.

В настоящей работе получен аналитический вид диэлектрической проницаемости и рассмотрены особенности эффекта самовоздействия в полупроводниках, когда кроме дипольно разрешенных межзонных переходов учитывается влияние внутризонного движения носителей в зонах под действием интенсивного электромагнитного излучения. Учет последнего необходим в системах без центра инверсии [2, 3].

Состояние полупроводника в поле интенсивной электромагнитной волны напряженности $\mathbf{E}=\mathbf{E}_0\cos\omega t$ с учетом внутризонного движения носителей вблизи N-фотонного резонанса ранее рассматривалось в [4—6]. Так, для волновой функции Ψ_v в поле интенсивной волны имеем [6]

$$\Psi_v=\Big\{\alpha\sum_{n=-\infty}^{\infty}J_n(z_v)\,e^{in\omega t}\,\varphi_v\,e^{-\frac{i}{\hbar}(E_v+2\hbar\delta)t}+$$

$$+\beta\sum_{n=-\infty}^{\infty}J_n(z_c)\,e^{in\omega t}\,\varphi_c\,e^{-\frac{i}{\hbar}E_ct}\Big\}\,e^{-\frac{i}{\hbar}\lambda_1 t},\tag{1}$$

где $\varphi_{v,c}$, $E_{v,c}$ — не возмущенные электромагнитным полем состояния в зонах, $\hbar\delta=(p^2-p_N^2)/4\mu$ — расстройка резонанса ($|\delta|/\omega\ll 1$, μ — приведенная масса, $p_N=[2\mu(N\hbar\omega-\Delta)]^{1/2}$ — резонансный квазиимпульс), $J_n(z)$ — функция Бесселя; введены также обозначения:

$$\lambda_1=-\delta(1+\sqrt{1+\xi_N}),\quad \xi_N=|\Lambda_N|^2/\delta^2,$$
$$\alpha=\left(\frac{1+\sqrt{1+\xi_N}}{2\sqrt{1+\xi_N}}\right)^{1/2},\quad \beta=\frac{\alpha\delta(\sqrt{1+\xi_N}-1)}{\Lambda_N^*}.\tag{2}$$

Здесь $\hbar\Lambda_N$ — энергия переходов в поле волны вблизи N-фотонного резонанса, осциллирующая из-за наличия внутризонного движения носителей,

$$\hbar\Lambda_N=2V_{cv}N\frac{J_N(z)}{z},\quad z=z_{cc}-z_{vv},$$
$$V_{cv}=\frac{e(\mathbf{E}_0\mathbf{v}_{cv})}{\omega},\quad z_{cc,vv}=\frac{V_{cc,vv}}{\hbar\omega}=\frac{e(\mathbf{E}_0\mathbf{v}_{cc,vv})}{\hbar\omega^2},\tag{3}$$

z — безразмерный параметр, характеризующий отношение энергии внутризонного движения электрона и дырки к энергии фотона ($\mathbf{v}_{cv}$ — межзонный матричный элемент оператора скорости, а $\mathbf{v}_{cc,vv}=\mathbf{v}_{e,h}$ — скорости носителей в зонах).

Для выявления особенностей эффекта самовоздействия удобно представить вектор индукции D в виде

$$\mathbf{D}=\varepsilon_0\mathbf{E}+4\pi\mathbf{P},\tag{4}$$

где ε_0 — нерезонансная часть диэлектрической проницаемости среды, $\mathbf{P}$ — резонансная часть вектора поляризации. Для вектора $\mathbf{P}$ с помощью (1) можно получить

$$\mathbf{P}=|d_{cv}|^2F_N(z_{c,v})\sum_{\mathbf{p}}\frac{f(p)}{2\hbar\delta\sqrt{1+\xi_N}}\mathbf{E},\tag{5}$$

где $d_{cv} = ev_{cv}/\omega$, $f(p)$ — функция распределения, а функция F_N есть

$$F_N(z_{c,v}) = 2N \frac{J_N(z)}{z} \sum_{n=-\infty}^{\infty} J_n(z_c)[J_{n-N-1}(z_v) + J_{n+N-1}(z_v)]. \quad (6)$$

Нас интересует случай, когда в системе отсутствует рекомбинация, а процессы релаксации формируют новое стационарное состояние — состояние насыщения [7]*. Проведя в (5) интегрирование, для поляризованности получим

$$\mathbf{P} = \frac{\mu p_N |d_{cv}|^2}{\pi^2 \hbar^3} F_N(z_{c,v}) \operatorname{Ar\,sh}\left(\frac{1}{\varkappa_N}\right)\mathbf{E}, \quad (7)$$

где параметр нелинейности $\varkappa_N$ характеризуется отношением энергии взаимодействия в условиях многофотонного резонанса к энергии Ферми:

$$\varkappa_N = \frac{4|\hbar\Lambda_N| N}{N\hbar\omega - \Delta} \frac{J_N(z)}{z}. \quad (8)$$

Из (4)—(6) следует выражение диэлектрической проницаемости полупроводника в поле интенсивной электромагнитной волны с учетом внутризонного движения носителей:

$$\varepsilon = \varepsilon_л + \varepsilon_н, \quad (9)$$

$$\varepsilon_л = \varepsilon_0 + \beta F_N(z_{c,v}) \ln \frac{2}{\varkappa_N}, \quad (10)$$

$$\varepsilon_н = \beta F_N(z_{c,v}) \sum_{\nu=1}^{\infty} \frac{(-1)^{\nu+1}(2\nu)!}{2^{2\nu}(\nu!)^2 2\nu} \varkappa_N^{2\nu},$$

$$\beta = \frac{2(2\mu)^{3/2}|d_{cv}|^2\sqrt{N\hbar\omega - \Delta}}{\pi\hbar^3}, \quad 0 \leqslant \varkappa_N < 1. \quad (11)$$

При получении (9)—(11) мы воспользовались представлением функции $\operatorname{Ar\,sh} x$ в виде ряда [9]. В (9) члены, описывающие нелинейное взаимодействие (и пропорциональные четным степеням напряженности поля), представлены в виде бесконечной суммы (11). Именно это обстоятельство дает основание принять в такой модели в качестве линейной диэлектрической проницаемости $\varepsilon_л$ сумму (10) ε_0 и члена, содержащего логарифмическую функцию. Нетрудно показать, что ряд в (11) абсолютно сходится при любых значениях интенсивности волны.

Рассмотрим частный случай, когда внутризонное движение носителей отсутствует ($z_{v,c} = 0$). Тогда (9) вместе с (10) и (11) описывает диэлектрическую проницаемость кристалла с центром инверсии в случае однофотонного резонанса ($N = 1$, $\hbar\omega > \Delta$), а параметр $\varkappa_{N=1}$ (8) есть заданная величина, определяемая свойствами материала и излучения.

В случае $z_{v,c} \neq 0$, когда возможен многофотонный резонанс ($N > 1$, $N\hbar\omega > \Delta$), нелинейная добавка к диэлектрической проницаемости яв-

---

* В [8] рассмотрен эффект самовоздействия в полупроводнике в режиме внезапного включения сильного поля.

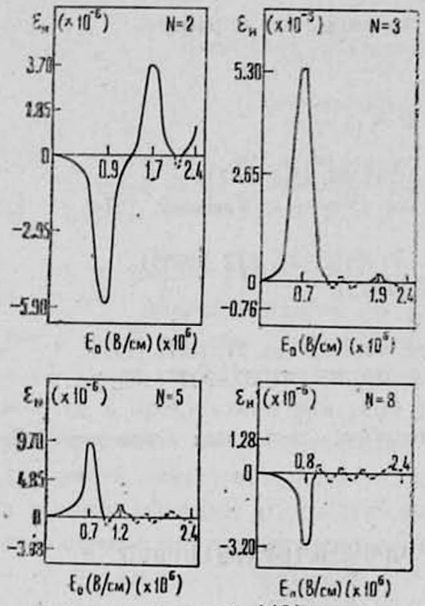
ляется осциллирующей функцией амплитуды поля $\mathbf{E}_0$. При этом нелинейный параметр можно переписать в виде

$$\varkappa_N' = \frac{2N\hbar\omega}{N\hbar\omega - \Delta} \frac{V_{cv}}{V_{cc} - V_{vv}} J_N\left(\frac{V_{cc} - V_{vv}}{\hbar\omega}\right). \quad (12)$$

Здесь фактор $V_{cv}/(V_{cc} - V_{vv}) \sim v_{cv}/(v_e + v_h)$ и не зависит от $\mathbf{E}_0$, поэтому зависимость $\varkappa_N(E_0)$ полностью определяется поведением функции Бесселя, осциллирует и его величина ограничена сверху значением

$$\varkappa_{N,\max} = \frac{2N\hbar\omega}{N\hbar\omega - \Delta} \frac{v_{cv}^{\parallel}}{v_e^{\parallel} + v_h^{\parallel}} \left| J_N \left\{ \frac{e\mathbf{E}_0 (\mathbf{v}_e + \mathbf{v}_h)}{\hbar\omega^2} \right\} \right|_{\max}, \; v_{\parallel} = (\mathbf{v}\mathbf{E}_0)/|\mathbf{E}|_0. \quad (13)$$

Осциллирующее поведение параметра $\varkappa_N$, а значит и нелинейной добавки $\varepsilon_н$ является следствием появления в кристалле нового дополнительного периода $-2\pi\hbar/p_N$, возникающего из-за наличия электронно-дырочной волны поляризации под действием света (см., например, [5]).



На рисунке изображены графики зависимости величины нелинейной добавки к диэлектрической проницаемости от напряженности поля E_0 для кристалла $PbSe$ ($\Delta = 0{,}165$эв), облучаемого CO_2-лазером ($\hbar\omega = 0{,}14$эв) при $N = 2, 3, 5, 8$. Отметим, что для участков графиков, изображенных пунктирной кривой, масштаб по вертикали не выдержан (в этих областях численные значения $\varepsilon_н$ меньше 10^{-6}). Численные значения $|\varkappa_{N,\max}|$ при $N = 2, 3, 5, 8$ равны соответственно $-0{,}296$, $0{,}121$, $0{,}057$, $0{,}033$.

Из-за наличия внутризонного движения зависимость $\varkappa$ от E_0 является осциллирующей (12), причем для ряда значений E_0, $\varkappa$ полностью зануляется. Нули имеются также в зависимости $\varepsilon_н$ от E_0. Следует, однако, обратить внимание на то, что нули в $\varepsilon_н$ не всегда совпадают с нулями $\varkappa$ и, соответственнно, их максимумы смещены друг относительно друга.

При воздействии интенсивного излучения на полупроводник, когда внутризонное движение отсутствует, вообще говоря, имеет место непосредственное межзонное многофотонное поглощение. При этом вероятность перехода (или матричный элемент) определяется лишь матричным элементом межзонных переходов (например, при некотором N-фотонном процессе вероятность $\sim |d_{cv}|^{2N}$), причем для центросимметричных кристаллов это — единственный механизм многофотонного взаимодействия ($N > 1$), когда $\hbar\omega < \Delta$.

В рассматриваемом нами случае, когда учитывается внутризонное движение, наряду с указанным механизмом появляется новый механизм многофотонного возбуждения. Он обусловлен тем, что при внутризонном движении носители поглощают $M = 1, 2, \ldots, N-1$ квантов (оставаясь в пределах зоны) и совершают переход зона-зона, поглощая недостающие $(N-M)$ квантов за счет межзонного поглощения.

Соотношение вкладов этих механизмов зависит в общем случае от отношения V_{cv} к $V_{cc,vv}$, числа N и интенсивности излучения. Если $V_{cv}/(V_{cc}-V_{vv}) < 1$, то переход с участием внутризонного движения оказывается доминирующим. Поскольку отношение $V_{cv}/(V_{cc}-V_{vv}) = [\mu\Delta/m_e\,(N\hbar\omega-\Delta)]^{1/2} < 1$, как правило, хорошо выполняется для узкозонных полупроводников, то полученный вид (9) для ε хорошо описывает нелинейные оптические свойства таких образцов (отметим, что выражение (9) получено в пренебрежении механизмом непосредственного межзонного перехода при $N > 1$).

Применимость выражения в случае широкозонных полупроводников зависит от конкретных значений частоты, интенсивности излучения, а также от числа фотонов N.

Авторы благодарят А. Ж. Мурадяна за внимание к работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ахманов С. А., Сухоруков А. П., Хохлов Р. П.* УФН, 93, 19 (1967).
2. *Коварский В. А.* Многоквантовые переходы. Изд. Штиинца, Кишинев, 1974, гл. 1, с. 226.
3. *Киндяк А. С., Хасанов О. Х., Грибковский В. П.* ЖПС, 42, 812 (1985).
4. *Балкарей Ю. И., Эпштейн Э. М.* ФТТ, 17, 2312 (1975).
5. *Блажин В. Д.* ФТТ, 17, 2325 (1975).
6. *Harutyunyan G. M., Shahinyan S. M.* Phys. Stat. Sol. (b), 77, K171 (1976).
7. *Галицкий В. М., Гореславский С. П., Елесин В. Ф.* ЖЭТФ, 57, 207 (1969).
8. *Арутюнян С. Л.* ФТТ, 20, 270 (1978).
9. *Градштейн И. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. Изд. Наука, М., 1971.

ԻՆՔՆԱԶԴԵՑՈՒԹՅԱՆ ԵՐԵՎՈՒՅԹԸ ԿԻՍԱՀԱՂՈՐԴԻՉՆԵՐՈՒՄ

Գ. Մ. ՀԱՐՈՒԹՅՈՒՆՅԱՆ, Հ. Հ. ԵՐԻՑՅԱՆ

Քննարկված է կիսահաղորդչում տարածվող ինտենսիվ էլեկտրամագնիսական ալիքի ինքնազդեցության երևույթը, երբ դիպոլային թույլատրելի միջզոնային անցումներին զուգընթաց հաշվի է առնվում նաև հոսանքակիրների ներզոնային շարժումը։

THE EFFECT OF SELF-ACTION IN SEMICONDUCTORS

G. M. HARUTYUNYAN, H. H. ERITSYAN

Some peculiarities of the effect of self-action of intense electromagnetic radiation in a semiconductor are considered for the case when besides the dipole-allowed interband transitions, the influence of intraband motion of carriers in bands is taken into account. The consideration of the latter is necessary in systems with no centre of inversion.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, т. 22, вып. 5, 263—266 (1987)

УДК 548.35;530.145

СВОЙСТВА ВАКАНСИЙ В ДВУМЕРНЫХ КВАНТОВЫХ КРИСТАЛЛАХ

О. П. АНИСИМОВА

Ереванский государственный университет

В. В. РЖЕВСКИЙ

Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова

А. С. СААКЯН

Ереванский политехнический институт им. К. Маркса

(Поступила в редакцию 15 января 1986 г.)

Показано, что в двумерном квантовом кристалле He^3 и двумерном твердом растворе $He^3—He^4$ возможно образование андреевских вакансионов.

1. В работе [1] было показано, что в ОЦК He^3 при условии $J_0 \ll T \ll \Delta$ вокруг вакансии образуется ферромагнитно упорядоченная область флуктуонного типа [2] радиуса $R \gg a$ (a — межатомное расстояние). В работе [3] был исследован твердый раствор $He^3—He^4$ и показано, что в присутствии вакансий при температурах $J_0 \ll T \ll \Delta$ возможно возникновение макроскопических областей — вакансионов. На одной ветви кривой расслоения, когда $n_3 \ll n_4$ (n_3 и n_4 — числа атомов He^3 и He^4 в единице объема), атомы He^3 вытесняются из сферы радиуса $R \gg a$, образующейся вокруг вакансиона; на другой ветви кривой расслоения, когда $n_4 \ll n_3$, вытесняются атомы He^4, а спины атомов He^3 упорядочиваются, что приводит к существенному изменению термодинамических и магнитных свойств твердого квантового раствора [4].

В последние годы широко исследуются двумерные квантовые кристаллы, возникающие в монослойных пленках гелия, адсорбированных на графитовой подложке [5—7]. Кроме того, найден согласованный кристалл (СК) треугольной симметрии. Этот кристалл существует при плотностях покрытия $x = (0{,}58 \div 1{,}00)$, и концентрация вакансий x_v в нем очень велика. В основном состоянии $x_v \lesssim 1$. В работе [8] рассматривались свойства СК He^3, связанные со структурой магнитных вакансий. В настоящей работе рассматриваются свойства вакансий в двумерном растворе $He^3—He^4$ и влияние внешних полей на вакансион.

2. Рассмотрим двумерный твердый раствор изотопов гелия. Предположим сначала, что система представляет собой слабый раствор He^4 в He^3. В случае соответствующего трехмерного твердого раствора вокруг

вакансий возникают ферромагнитные области, состоящие только из атомов He^3. Аналогичная картина должна наблюдаться и в двумерной системе.

Вычислим энергию делокализованной вакансии, свободно движущейся внутри окружности радиуса $R \gg a$. Если решить двумерное уравнение Шредингера в полярных координатах с нулевыми граничными условиями, то для энергии E получим

$$E = \frac{\hbar^2 \gamma_0^2}{2mR^2}, \tag{1}$$

где $\gamma_0 = 2{,}405$ — первый корень функции Бесселя нулевого порядка.

Свободная энергия в этом случае имеет вид

$$F = \varepsilon_0 + \frac{\hbar^2 \gamma_0^2}{2mR^2} + Tn_3 \pi R^2 \ln 2 + x\pi R^2 n_3 T, \tag{2}$$

где ε_0 — энергия рождения вакансии, $x = n_4/n_3 \ll 1$ — концентрация раствора, n_3 и n_4 — числа атомов He^3 и He^4 на единице поверхности.

Из условия минимума свободной энергии находим радиус образовавшегося вакансиона:

$$R = \left[\frac{\gamma_0^2 \Delta}{2\pi T(\ln 2 + x)}\right]^{1/4} a. \tag{3}$$

Подставив (3) в (2), для свободной энергии в расчете на один атом He^3 получим

$$F_v = (\pi T\Delta)^{1/2} (\ln 2 + x)^{1/2} \gamma_0 x_v. \tag{4}$$

Образованные таким образом вакансионы дают значительный вклад в теплоемкость твердого раствора:

$$C_v = \frac{1}{4} [\pi\Delta (\ln 2 + x)]^{1/2} \gamma_0 x_v T^{-1/2}. \tag{5}$$

Кроме того, с каждым вакансионом связан большой магнитный момент

$$\mu = \left[\frac{\gamma_0^2 \Delta}{2\pi T(\ln 2 + x)}\right]^{1/2} \mu_3. \tag{6}$$

Этот магнитный момент в значительной степени определяет магнитные свойства двумерного раствора.

В случае слабого раствора He^3 в He^4 ($n_3 \ll n_4$) на основе аналогичных рассуждений получаем

$$F_1 = \frac{\hbar^2 \gamma_0^2}{2mR_1^2} + x\pi R^2 n_4 T, \quad R_1 = \left(\frac{\gamma_0^2 \Delta}{2\pi x T}\right)^{1/4} a, \tag{7}$$

где F_1 — свободная энергия вакансии, R_1 — радиус вакансиона, $x = n_3/n_4$.

Вклад в теплоемкость есть

$$C_v^{(1)} = \frac{1}{4} (\pi x \Delta)^{1/2} \gamma_0 T^{-1/2}, \tag{8}$$

а энергия вакансии в расчете на один атом He^4 —

$$F_v^{(1)} = (\pi\varkappa T\Delta)^{1/2}\,\gamma_0 x_v. \tag{9}$$

3. Для эксперимента представляет интерес исследование влияния внешних сил на поведение вакансионов. Под воздействием внешнего поля, например поля звуковой волны, узлы решетки претерпевают смещение $u_i(r)$. Энергетический спектр квазичастицы в рассматриваемом случае имеет вид

$$\varepsilon(p,\, r) = \varepsilon(p) + \lambda_{ik}(p), \tag{10}$$

где λ_{ik} — деформационный потенциал; $\lambda_{ik} \sim u_{ik}$,

$$u_{ik} = \frac{1}{2}\left(\frac{\partial u_i}{\partial r_k} + \frac{\partial u_k}{\partial r_i}\right).$$

При этом зависимость функции распределения от двумерного квазиимпульса p в равновесном состоянии задается соотношением

$$\frac{\partial f}{\partial p} = \frac{f_0}{T}\frac{\partial\varepsilon}{\partial p} - \frac{f_0}{T}\frac{\partial\Lambda_{ik}(p)}{\partial p}\,u_{ik}(r), \tag{11}$$

где f_0 — постоянная, определяемая числом квазичастиц в единице объема.

Кинетическое уравнение для квазичастиц имеет вид уравнения Фоккера—Планка [9]

$$\frac{\partial f}{\partial p}\,F = D\frac{\partial}{\partial p}\left\{\frac{\partial f}{\partial p} + \frac{f_0}{T}\frac{\partial\varepsilon}{\partial p}\right\}. \tag{12}$$

Здесь D — коэффициент диффузии, F — внешняя сила.

Разложим входящие в (12) величины в ряд Фурье:

$$f(p) = \sum_a f(a)\, e^{ipa/\hbar}, \quad \varepsilon(p) = \sum_a \varepsilon(a)\, e^{ipa/\hbar}. \tag{13}$$

В результате для функции распределения получим

$$f(a) = -\frac{a^2 D}{T} f_0 \frac{\varepsilon(a) + \lambda_{ik}^{(0)} u_{ik}}{D_a^2 + i\hbar Fa}, \tag{14}$$

где $\lambda_{ik}^{(0)}$ — амплитуды изменения величин $\lambda_{ik}(p)$.

Средняя скорость дрейфа равна

$$u = -\frac{D}{T}\sum_a \frac{ia^2 a\,(\lambda_{ik}^{(0)} u_{ik})^2}{Da^2 - i\hbar Fa} - \frac{D}{T}\sum_a \frac{ia^2 a\varepsilon(a)\,[\varepsilon(a) + 2\lambda_{ik}^{(0)} u_{ik}]}{Da^2 - i\hbar Fa}. \tag{15}$$

В слабом внешнем поле скорость дрейфа пропорциональна полю:

$$u_i = B_{ik} F_k,$$

$$B_{ik} = \frac{2\hbar}{TD}\left\{\left(\frac{\Delta_{ik}}{2} + 2\lambda_{ik}^{(0)} u_{ik}\right)^2 + (\lambda_{ik}^{(0)} u_{ik})^2\right\}\sum_{a_n}\frac{a_{ni}\, a_{nk}}{a_n^2}. \tag{16}$$

В сильных полях из (15) имеем

$$u = \frac{2D}{\hbar T}\{\Delta_{ik}^2 + (\lambda_{ik}^{(0)} u_{ik})^2 + 2\Delta_{ik}\lambda_{ik} u_{ik}\}\sum_{a_n}\frac{a_n^2\, a}{(Fa)}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. *Андреев А. Ф.* Письма в ЖЭТФ, 24, 608 (1976).
2. *Кривоглаз М. А.* УФН, 111, 617 (1973).
3. *Анисимова О. П., Варданян Г. А.* ДАН АрмССР, 66, 285 (1979).
4. *Анисимова О. П., Варданян Г. А.* ФТТ, 21, 572 (1979).
5. *Bretz M.* et al. Phys. Rev, A8, 1589 (1973).
6. *Rollefson R.* Phys., Rev. Lett., 29, 410 (1972).
7. *Nielsen M.* et al. J. de Physique, 38, C4—1 (1977).
8. *Фейгельман М. В.* Письма в ЖЭТФ, 27, 491 (1978).
9. *Андреев А. Ф., Мейерович А. Э.* ЖЭТФ, 67, 1559 (1975).

ՎԱԿԱՆՍԻԱՆԵՐԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՐԿՉԱՓ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Օ. Պ. ԱՆԻՍԻՄՈՎԱ, Վ. Վ. ՌԺԵՎՍԿԻ, Ա. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ He^3 *երկչափ քվանտային բյուրեղում և* $He^3—He^4$ *երկչափ քվանտային խառնուրդում հնարավոր է անդրեևյան վականսիոնների առաջացումը։*

THE PROPERTIES OF VACANCIES IN TWO-DIMENSIONAL QUANTUM CRYSTALS

O. P. ANISIMOVA, V. V. RZHEVSKIJ, A. S. SAHAKYAN

The possibility of Andreev vacancy formation in the two-dimensional quantum crystal He^3 as well as in the two-dimensional solid solution He^3-He^4 is shown.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 266—272 (1987)

УДК 577.352.2

ВЛИЯНИЕ ДИСКРЕТНОСТИ ЗАРЯДА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ФОСФОЛИПИДНОЙ МЕМБРАНЫ

А. З. АЦАГОРЦЯН, Д. В. ПАЛАНКЕР, Г. Н. НАДЖАРЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 8 октября 1986 г.)

Рассчитан электрический потенциал в поверхностном слое (ПС) фосфолипидной мембраны в приближении «ступенчатого» изменения диэлектрической проницаемости с учетом дискретности заряда. Полученные в интегральном виде решения удается с большой точностью ($\sim$ 0,01%) представить простыми аналитическими выражениями методом аппроксимации подынтегральной функции. Показано, что на величину потенциала в плоскости адсорбции ионов оказывает существенное влияние как дискретность распределения заряда мембраны, так и параметры ПС. В то же время по-

ЛИТЕРАТУРА

1. *Андреев А. Ф.* Письма в ЖЭТФ, 24, 608 (1976).
2. *Кривоглаз М. А.* УФН, 111, 617 (1973).
3. *Анисимова О. П., Варданян Г. А.* ДАН АрмССР, 66, 285 (1979).
4. *Анисимова О. П., Варданян Г. А.* ФТТ, 21, 572 (1979).
5. *Bretz M.* et al. Phys. Rev, A8, 1589 (1973).
6. *Rollefson R.* Phys., Rev. Lett., 29, 410 (1972).
7. *Nielsen M.* et al. J. de Physique, 38, C4—1 (1977).
8. *Фейгельман М. В.* Письма в ЖЭТФ, 27, 491 (1978).
9. *Андреев А. Ф., Мейерович А. Э.* ЖЭТФ, 67, 1559 (1975).

ՎԱԿԱՆՍԻԱՆԵՐԻ ՀԱՏԿՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԸ ԵՐԿՉԱՓ ՔՎԱՆՏԱՅԻՆ ԲՅՈՒՐԵՂՆԵՐՈՒՄ

Օ. Պ. ԱՆԻՍԻՄՈՎԱ, Վ. Վ. ՌԺԵՎՍԿԻ, Ա. Ս. ՍԱՀԱԿՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ He^3 *երկչափ քվանտային բյուրեղում և* He^3—He^4 *երկչափ քվանտային խառնուրդում հնարավոր է անդրեևյան վականսիոնների առաջացումը։*

THE PROPERTIES OF VACANCIES IN TWO-DIMENSIONAL QUANTUM CRYSTALS

O. P. ANISIMOVA, V. V. RZHEVSKIJ, A. S. SAHAKYAN

The possibility of Andreev vacancy formation in the two-dimensional quantum crystal He^3 as well as in the two-dimensional solid solution He^3-He^4 is shown.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 266—272 (1987)

УДК 577.352.2

ВЛИЯНИЕ ДИСКРЕТНОСТИ ЗАРЯДА НА РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ПОТЕНЦИАЛА В ПОВЕРХНОСТНОМ СЛОЕ ФОСФОЛИПИДНОЙ МЕМБРАНЫ

А. З. АЦАГОРЦЯН, Д. В. ПАЛАНКЕР, Г. Н. НАДЖАРЯН

Институт прикладных проблем физики АН АрмССР

(Поступила в редакцию 8 октября 1986 г.)

Рассчитан электрический потенциал в поверхностном слое (ПС) фосфолипидной мембраны в приближении «ступенчатого» изменения диэлектрической проницаемости с учетом дискретности заряда. Полученные в интегральном виде решения удается с большой точностью ($\sim$ 0,01%) представить простыми аналитическими выражениями методом аппроксимации подынтегральной функции. Показано, что на величину потенциала в плоскости адсорбции ионов оказывает существенное влияние как дискретность распределения заряда мембраны, так и параметры ПС. В то же время по-

тенциал на границах ПС как с электролитом, так и с гидрофобной областью оказывается практически не зависящим от этих величин.

Поверхностный потенциал биологических и модельных мембран играет чрезвычайно важную роль во многих физико-химических процессах, происходящих на клеточном уровне [1—3]. Для его расчета в пограничной области мембрана-раствор электролита используются различные теоретические модели [1, 2, 4]. В большинстве из них не принимается во внимание отличие свойств приповерхностного слоя жидкости от ее свойств в объеме раствора.

Однако современные экспериментальные [5, 6] и теоретические исследования [7, 8] свидетельствуют о том, что свойства воды существенно меняются в присутствии поверхностей. Простейшая модель границы фосфолипидной мембраны (ФЛМ) с электролитом, которая вытекает из этих исследований, представлена на рис. 1*а*. Область $z \leqslant 0$ соответствует гидрофобной части, состоящей из длинных неполярных CH_2-«хвостов» ли-

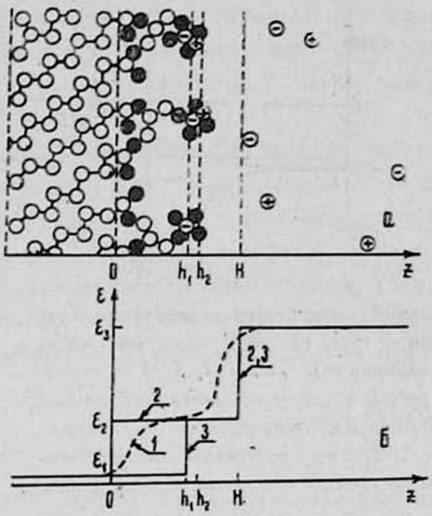


Рис. 1. *а*) Схематическое расположение атомов у границы ФЛМ: ○ — атомы углерода, ● — атомы кислорода, ⊖ (в области $z = h_1$) — атомы фосфора, ⊕ (в области $z = h_2$) — адсорбированные ионы; справа от $z = H$ — ионы электролита (атомы водорода и молекулы воды на рисунке не показаны); $h_1 = 0{,}7$ нм, $h_2 = 0{,}8$ нм, $H = 1$ нм [10]. *б*) График изменения диэлектрической проницаемости ε в поверхностном слое: 1 — гипотетическая кривая непрерывно изменяющейся $\varepsilon(z)$; 2, 3 — различные модели «ступенчатого» $\varepsilon(z)$.

пидных молекул. В области $0 \leqslant z \leqslant H$ расположены полярные «головки» липидов, связанные с ними молекулы воды и адсорбированные ионы. Следуя работе [9], будем называть эту область поверхностным слоем (ПС). Наконец, область $z \geqslant H$ соответствует обычному электролиту.

В первом приближении, следуя работам [10—11], предположим, что ε в интересующей нас области изменяется ступенчато (см. рис. 1*б*). Предположим, кроме того, что липидные молекулы образуют гексагональную решетку с площадью на одну молекулу $S = 0{,}65$ нм^2 [15]. В вершинах этой решетки (плоскость $z = h_1$, см. рис. 1*а*, 2*а*) расположены отрицательно заряженные головки липидов. Адсорбированные ионы находятся на внутренней поверхности Гельмгольца (ВнПГ, $z = h_2$) в точках минимума потенциальной энергии, т. е. в вершинах аналогичной решетки.

1. Для решения задачи о распределении потенциала в рамках описанной модели найдем сначала потенциал, созданный одним зарядом q, расположенным в ПС ($0 \leqslant z \leqslant H$). Таким образом, необходимо решить систему трех уравнений, которые в цилиндрической системе координат записываются следующим образом:

$$\Delta\Phi = 0 \qquad \text{в области } z \leqslant 0, \tag{1}$$

$$\Delta\Phi = -\frac{q}{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_2}\,\frac{\delta(\rho)}{\rho}\,\delta(z-h) \qquad \text{в области } 0 \leqslant z < H, \tag{2}$$

$$\Delta\Phi = \varkappa^2\Phi \qquad \text{в области } z \geqslant H \tag{3}$$

(в случае малых Ф, т. е. при $z_i e\Phi/kT \ll 1$). Здесь $\varkappa = e\sqrt{\sum_i c_i z_i^2/\varepsilon_0\varepsilon_3 kT}$ — обратная дебаевская длина, c_i и $z_i e$ — концентрация и заряд иона

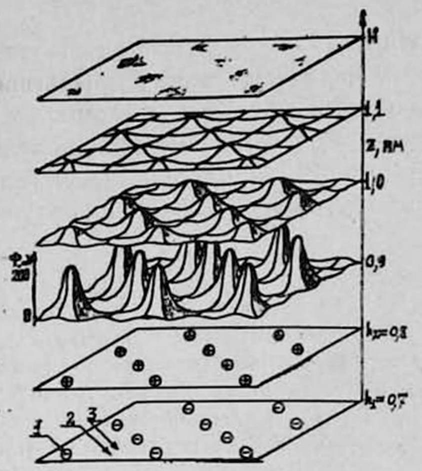


Рис. 2*а*.

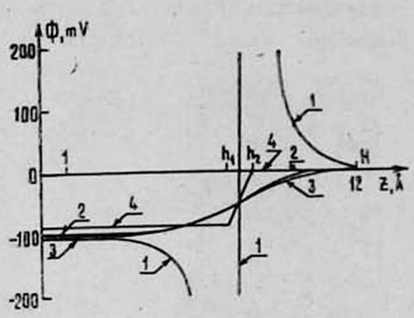


Рис. 2*б*.

Рис. 2. *а*) Изменение формы потенциальной поверхности с расстоянием от плоскости адсорбции ионов (для случая $D = 1$, где D — отношение числа адсорбированных ионов к числу мест адсорбции). Точки 1, 2, 3 указывают соответственно вершину, середину ребра и центр элементарной ячейки гексагонально упакованных молекул ФЛМ. *б*) Распределение потенциала в поверхностном слое ($D = 1$): кривые 1, 2, 3 — потенциалы соответственно в точках 1, 2, 3; 4 — потенциал, рассчитанный в рамках модели ГЧШ.

i-го компонента электролита, ε_0 — диэлектрическая постоянная, $\delta(x)$ — дельта-функция Дирака. Точка, в которой ищется потенциал, имеет полярные координаты (ρ, z), соответствующие координаты заряда — $(0, h)$.

Из условия непрерывности потенциала и нормальной составляющей электрической индукции с помощью метода Фурье—Бесселя [16] в области $0 \leqslant z \leqslant H$ находим

$$\Phi(\rho, z) = \frac{q}{4\pi\varepsilon_0\varepsilon_2}\left\{\int_0^\infty e^{-|z-h|\xi} J_0(\xi\rho)\,d\xi + \int_0^\infty \left[\psi_\xi e^{\xi z} + \chi_\xi e^{-\xi z}\right] J_0(\xi\rho)\,d\xi\right\}, \tag{4}$$

где

$$\psi_\xi = -\alpha\left(e^{h\xi} + \beta e^{-h\xi}\right)/\left(e^{2H\xi} + \alpha\beta\right), \tag{5}$$

$$\chi_\xi = \beta\,[e^{(2H-h)\xi} - \alpha e^{h\xi}]/(e^{2H\xi} + \alpha\beta), \qquad (6)$$

$$\alpha = \frac{\varepsilon_3\sqrt{\xi^2+\varkappa^2} - \varepsilon_2\,\xi}{\varepsilon_3\sqrt{\xi^2+\varkappa^2} + \varepsilon_2\,\xi}, \quad \beta = \frac{\varepsilon_2 - \varepsilon_1}{\varepsilon_2 + \varepsilon_1}, \qquad (7)$$

где ε_1, ε_2 и ε_3 — диэлектрические проницаемости соответственно гидрофобной области, ПС и электролита (см. рис. 1б).

Первый член в выражении (4) представляет собой «собственное» поле заряда q $(q/4\pi\varepsilon_0\varepsilon_2\sqrt{\rho^2+(z-h)^2})$, в то время как второй член обусловлен многократными отражениями от границ области. В силу линейного приближения искомый потенциал состоит из суммы потенциалов двух заряженных решеток (полярных головок и адсорбированных ионов), каждый из которых, в свою очередь, является суммой потенциалов составляющих ее зарядов. Суммирование по решетке заменим интегрированием по ρ, воспользовавшись методом «вырезанного диска» [2], т. е. предположим, что заряды расположены в вершинах решетки лишь внутри некоторого круга, а вне его распределены непрерывно. Расчеты показали, что для достижения 2% точности этот круг должен охватывать $N \simeq 20$ вершин, в то время как стандартный метод «вырезанного диска» $(N = 1)$ может давать ошибку до 25%.

2. Выражение (4) аналитически не вычисляется, поэтому необходимо использовать приближенные методы интегрирования. Однако обычные численные методы, в том числе и метод Филона [17], после интегрирования по ρ не дают достоверных результатов, по-видимому, из-за накапливающихся ошибок вычисления. Поэтому интегрирование (4) нами производилось следующим образом. Пользуясь тем, что $0 < \alpha \leqslant 1$ и $0<\beta<1$, выражение $1/(\exp(2H\xi) + \alpha\beta)$ представим в виде

$$\exp(-2H\xi)\sum_{n=0}^{\infty}(-1)^n\alpha^n\beta^n\exp(-2nH\xi)$$

суммы последовательных отражений от обоих границ. Далее произведем замену $\alpha(\xi)$ на близкую к ней аппроксимирующую функцию $\alpha_A(\xi) = \alpha_0 + \alpha_1 e^{-\xi/k}$. При этом α_0, α_1 и k выбираются из условий $\alpha_A(\infty) = \alpha(\infty)$, $\alpha_A(0) = \alpha(0)$ и $\alpha'_A(0) = \alpha'(0)$, которые необходимы для обеспечения сходимости рядов (см. дальше), полученных в результате указанной аппроксимации, и для совпадения потенциала (4) с линеаризованной формулой Гуи—Чампена—Штерна (ГЧШ) в пределе „размазанного заряда“: $\Phi(z) = \sigma/\varepsilon_0\varepsilon_3\varkappa + \sigma(H-z)/\varepsilon_0\varepsilon_2$, где σ — плотность поверхностного заряда. Тогда

$$\alpha_0 = \frac{\varepsilon_3 - \varepsilon_2}{\varepsilon_3 + \varepsilon_2}, \quad \alpha_1 = \frac{2\varepsilon_2}{\varepsilon_2 + \varepsilon_3}, \quad k = \frac{\varkappa\varepsilon_3}{\varepsilon_2 + \varepsilon_3}.$$

Физический смысл замены $\alpha(\xi)$ на $\alpha_A(\xi)$ состоит в представлении отраженного от диффузного слоя (со спектральным коэффициентом отражения $\alpha(\xi)$) поля в виде суммы полей, возникших из-за отражения от двух границ $z = H$ и $z = H + 1/k$ с коэффициентами отражения соответственно α_0 и α_1.

Таким образом подынтегральное выражение в (4) удается представить в виде двойной суммы, каждый член которой легко интегрируется аналитически:

$$\int_0^\infty \psi_\xi e^{\xi z} J_0(\xi\rho)\, d\xi = -\sum_{n=0}^{\infty} (-\beta)^n \sum_{m=0}^{\infty} C_n^m \alpha_0^{n-m} \alpha_1^m S(z - 2nH - m/k), \tag{8}$$

$$S(z) = \frac{\alpha_0}{\sqrt{\rho^2 + (z - 2H + h)^2}} + \frac{\alpha_0\beta}{\sqrt{\rho^2 + (z - 2H - h)^2}} +$$

$$+ \frac{\alpha_1}{\sqrt{\rho^2 + (z - 2H - k^{-1} + h)^2}} + \frac{\alpha_1\beta}{\sqrt{\rho^2 + (z - 2H - k^{-1} - h)^2}}; \tag{9}$$

$$\int_0^\infty \chi_\xi e^{-\xi z} J_0(\xi\rho)\, d\xi = \sum_{n=0}^{\infty} (-\beta)^n \sum_{m=0}^{\infty} C_n^m \alpha_0^{n-m} \alpha_1^m P(z + 2nH + m/k), \tag{10}$$

$$P(z) = \beta/\sqrt{\rho^2 + (z + h)^2} - \alpha_0\beta/\sqrt{\rho^2 + (z + 2H - h)^2} -$$

$$- \alpha_1\beta/\sqrt{\rho^2 + (z + 2H + k^{-1} - h)^2}. \tag{11}$$

Оценки показывают, что при $\max\limits_{0<\xi<\infty} (\alpha_A(\xi) - \alpha(\xi))/\alpha(\xi)$ в несколько процентов относительное изменение потенциала оказывается порядка 10^{-4}.

3. При вычислении микропотенциала необходимо, естественно, исключить из (4) расходящееся «собственное» поле иона (первый член). Однако следует учесть «самодействие» иона, обусловленное отражениями «собственного» поля от границ области (второй член в (4)), которое может составлять до 40% микропотенциала.

Результаты расчетов по формулам (8)—(11) приведены на рис. 2*а* и 2*б* для модели $\varepsilon(z)$, представленной на рис. 1*б* кривой 2 с $\varepsilon_2 = 32$ [10,

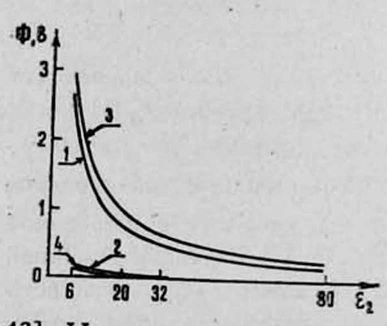


Рис. 3. Зависимость потенциала в плоскости адсорбции ионов от ε: кривые 1 и 2 — потенциалы соответственно в точках 1 и 2, 3 (потенциалы в точках 2 и 3 практически совпадают) для модели $\varepsilon(z)$, определяемой кривой 2 на рис. 1*б*; кривые 3 и 4 — то же для модели $\varepsilon(z)$, определяемой кривой 3 на рис. 1*б* (поскольку $D = 1$, потенциал в модели ГЧШ равен 0).

13]. На этих рисунках хорошо видно, что эффект дискретности заряда убывает с расстоянием от плоскости адсорбции и почти полностью исчезает как в области $z < 0{,}3$ нм, так и на границе ПС с электролитом. Кроме того, оказалось, что потенциал на этой границе (внешняя поверхность Гельмгольца — ВПГ) слабо ($<15\%$) зависит как от диэлектрических свойств ПС, так и от его структуры (h_1, h_2). Поэтому такие экспериментальные методы, которые чувствительны к потенциалу ВПГ (например, метод электрофоретической подвижности липидных везикул [18]), вряд ли эффективны для определения параметров ПС. Однако существует целый ряд явлений (адсорбция, фазовые переходы липидного бислоя и т. д.), которые чувствительны к потенциалу в области ВнПГ. Потенциал же оказывается очень сильно зависящим как от устройства границы мембрана—электролит (h_1, h_2, $\varepsilon(z)$), так и от дискретности заряда (см. рис. 2 и 3). Таким образом, результаты настоящей работы существенно отличаются от предсказаний теории ГЧШ, что дает основание сомневаться в правомерности использования этой теории при построении изотермы адсорбции ионов на ФЛМ.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Andersen O. S.* et al. Biophys. J., 21, 35 (1978).
2. *Козлов М. М., Маркин В. С.* Биофизика, 27, 629 (1982).
3. *Аракелян В. Б., Аракелян С. Б.* Изв. АН АрмССР, Физика, 20, 28 (1985).
4. *Lozada—Casson M.* J. Chem. Phys., 75, 1412 (1981).
5. *Buldt G., Wohlgemuth R.* J. Membr. Biol., 58, 81 (1981).
6. *Herbette L.* et al. Biophys. J., 46, 677 (1981).
7. *Kjellander R., Marchelja S.* Chem. Phys. Lett., 120, 393 (1985).
8. *Marchesi M.* Chem. Phys. Lett., 97, 224 (1983).
9. *Матинян Н. С., Эршлер И. А., Абидор И. Г.* Биол. мембр., 1, 254 (1984).
10. *Bockris J. O'M.* at al Proc. Roy. Soc., London, 274 A, 55 (1963).
11. *Крылов В. С.* Основные вопросы современной теоретической электрохимии. Изд. Мир, М., 1965, с. 222.
12. *Бафф Ф., Стиллинджер Ф.* Там же, с. 141.
13. *Brusseur R.* et al. Biochem. Biophys. Res. Commun., 114, 632 (1983).
14. *Kreisler M.* et al. Biochem. Biophys. Acta, 735, 23 (1983).
15. *Trauble H., Eible H.* Proc. Natl. Acad. Sci. USA. 71, 214 (1974).
16. *Джексон Дж.* Классическая электродинамика. Изд. Мир, М., 1965.
17. Справочник по специальным функциям. Изд. Наука, М., 1979.
18. *McLaughlin S.* et al. J. Gen. Phys., 77, 445 (1981).

ԼԻՑՔԻ ԸՆԴՀԱՏ ԲԱՇԽՄԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՖՈՍՖՈԼԻՊԻԴԱՅԻՆ ԹԱՂԱՆԹԻ ՄԱԿԵՐԵՎՈՒՅԹԱՅԻՆ ՇԵՐՏԻ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼԻ ՎՐԱ

Ա. Զ. ՀԱՑԱԳՈՐԾՅԱՆ, Դ. Վ. ՊԱԼԱՆԿԵՐ, Գ. Ն. ՆԱԶԱՐՅԱՆ

Օգտագործելով դիէլեկտրիկ թափանցելիության «աստիճանաձև» փոփոխման մոդելը, որոշված է ֆոսֆոլիպիդային թաղանթի մակերևույթային շերտի էլեկտրական պոտենցիալը լիցքի ընդհատ բաշխման դեպքում: Ենթաինտեգրալ ֆունկցիայի մոտավոր ներկայացման միջոցով հաջողվել է ինտեգրալ տեսքով ստացված լուծումը մեծ ճշտությամբ ($\sim 0{,}01\%$) ներկայացնել պարզ անալիտիկ արտահայտություններով: Ցույց է տրված, որ իոնների ադսորբցիայի հարթության էլեկտրական պոտենցիալի մեծության վրա զգալի կերպով ազդում է ինչպես թաղանթի լիցքի ընդհատությունը, այնպես էլ մակերևույթային շերտի պարամետրերը: Միևնույն ժամանակ էլեկտրոլիտի և թաղանթի ջրամերձ մասի հետ մակերևույթային շերտի սահմանամերձ տիրույթներում եղած պոտենցիալները գործնականորեն կախված չեն նշված մեծություններից:

EFFECT OF DISCRETE CHARGE ON POTENTIAL DISTRIBUTION IN SURFACE LAYER OF PHOSPHOLIPID MEMBRANES

A. Z. HATSAGORTSYAN, D. V. PALANKER, G. N. NADZHARYAN

The electric potential in the surface layer of phospholipid membranes has been calculated in the approximation of "step-like" variation of dielectric permittivity taking into account the discrete nature of charge distribution. Using the method of

integrand approximation, the solutions obtained in an integral form were represented as simple analytical expressions. It was shown that the value of potentials in the ion adsorption plane strongly depended on the discreteness of membrane charge distribution and the surface layer parameters. In the same time the potential at the interface between the surface layer and electrolyte as well as the hydrophobic region proved to be practically independent of these quantities.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 272—276 (1987)

УДК 535. 421

НЕЛИНЕЙНОЕ ТЕРМИЧЕСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА В НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

Л. С. АСЛАНЯН, А. Е. БАГДАСАРЯН, Н. Н. БАДАЛЯН, А. А. ПЕТРОСЯН, М. А. ХУРШУДЯН, Ю. С. ЧИЛИНГАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 февраля 1986 г.)

Проведены экспериментальные исследования нелинейного термического отражения вблизи угла ПВО в этиловом спирте и нематическом жидком кристалле 5ЦБ. При p- и s-поляризациях зондирующего излучения получены характерные зависимости коэффициента отражения и величины смещения угла ПВО от мощности падающего излучения и коэффициента поглощения исследуемого вещества.

1. Впервые на особенности отражения света от нелинейной среды было обращено внимание в [1], где было показано, что при наличии нелинейности существует аналог угла Брюстера для волны второй гармоники. Интерес к этой задаче особенно возрос после работ [2, 3], в которых предсказывались сильные гистерезисные скачки угла преломления и коэффициента отражения при переходе от режима пропускания к режиму нелинейного полного внутреннего отражения (ПВО) и обратно при изменении угла скольжения или интенсивности падающего поля. Полученные в этих работах теоретические результаты были экспериментально проверены в [4]*.

В последующих работах рассматривался целый ряд вопросов, связанных с этим явлением: в [7, 8] — вопросы, связанные с нелинейным отражением гауссовых пучков (в том числе и аномально большое смещение Гуса—Ханкена); в [9] обсуждался вопрос устойчивости пропускания и отражения света нелинейными средами и было показано, что в области бистабильности система переходит к автоколебательному режиму, при котором периодически происходит переключение между режимами ПВО и пропускания. Однако несмотря на большое количество теоретических рас-

* Следует отметить, что уже в работах [5, 6] нелинейное полное внутреннее отражение было использовано для модуляции добротности лазерного резонатора и синхронизации мод.

integrand approximation, the solutions obtained in an integral form were represented as simple analytical expressions. It was shown that the value of potentials in the ion adsorption plane strongly depended on the discreteness of membrane charge distribution and the surface layer parameters. In the same time the potential at the interface between the surface layer and electrolyte as well as the hydrophobic region proved to be practically independent of these quantities.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 272—276 (1987)

УДК 535. 421

НЕЛИНЕЙНОЕ ТЕРМИЧЕСКОЕ ОТРАЖЕНИЕ СВЕТА В НЕМАТИЧЕСКОМ ЖИДКОМ КРИСТАЛЛЕ

Л. С. АСЛАНЯН, А. Е. БАГДАСАРЯН, Н. Н. БАДАЛЯН, А. А. ПЕТРОСЯН, М. А. ХУРШУДЯН, Ю. С. ЧИЛИНГАРЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 15 февраля 1986 г.)

Проведены экспериментальные исследования нелинейного термического отражения вблизи угла ПВО в этиловом спирте и нематическом жидком кристалле 5ЦБ. При p- и s-поляризациях зондирующего излучения получены характерные зависимости коэффициента отражения и величины смещения угла ПВО от мощности падающего излучения и коэффициента поглощения исследуемого вещества.

1. Впервые на особенности отражения света от нелинейной среды было обращено внимание в [1], где было показано, что при наличии нелинейности существует аналог угла Брюстера для волны второй гармоники. Интерес к этой задаче особенно возрос после работ [2, 3], в которых предсказывались сильные гистерезисные скачки угла преломления и коэффициента отражения при переходе от режима пропускания к режиму нелинейного полного внутреннего отражения (ПВО) и обратно при изменении угла скольжения или интенсивности падающего поля. Полученные в этих работах теоретические результаты были экспериментально проверены в [4]*.

В последующих работах рассматривался целый ряд вопросов, связанных с этим явлением: в [7, 8] — вопросы, связанные с нелинейным отражением гауссовых пучков (в том числе и аномально большое смещение Гуса—Ханкена); в [9] обсуждался вопрос устойчивости пропускания и отражения света нелинейными средами и было показано, что в области бистабильности система переходит к автоколебательному режиму, при котором периодически происходит переключение между режимами ПВО и пропускания. Однако несмотря на большое количество теоретических рас-

* Следует отметить, что уже в работах [5, 6] нелинейное полное внутреннее отражение было использовано для модуляции добротности лазерного резонатора и синхронизации мод.

четов, в экспериментальном аспекте отражение от нелинейной границы исследовано недостаточно полно. Из недавних работ следует упомянуть работы [10, 11], где явление отражения света от границы раздела двух сред при тепловой нелинейности также использовалось для модуляции добротности лазерного резонатора.

Для создания эффективных элементов управления на основе нелинейного ПВО весьма важным является поиск элементов с большими нелинейностями (в случае тепловой нелинейности, например, обладающих большим значением величины $\partial n/\partial T$). Хорошо известно [12], что в жидких кристаллах величина $\partial n_{e,o}/\partial T$ на порядок или несколько порядков выше, чем у обычных изотропных жидкостей. В работе [13] рассматривалось индуцированное поглощением или переориентацией директора переключение из состояния ПВО в состояние пропускания в гомеотропно-ориентированном образце НЖК. Однако выбранная в работе геометрия не позволяла отделить тепловые эффекты от чисто ориентационных.

Целью настоящей работы является исследование нелинейного термического отражения (НТО) в НЖК 5ЦБ с добавкой красителя № 3955.

2. Эксперименты по НТО в НЖК проводились в двух вариантах: а) случай стороннего нагрева; локальное повышение температуры в ЖК из-за поглощения зондировалось пробным излучением *He-Ne*-лазера; б) случай самовоздействия; зондирующее излучение совпадало с накачкой.

В качестве стороннего нагревающего излучения использовалось излучение импульсного лазера на кристалле $YAG:Nd^{3+}$, работающего в режиме свободной генерации. Стабильность его контролировалась фотодиодом, выходной сигнал от которого подавался на один из входов двухканального осциллографа С1-69. Локальное повышение температуры образца (или, что то же самое, изменение показателя преломления) регистрировалось с помощью *He-Ne*-лазера. Регистрация отраженного излучения *He-Ne*-лазера производилась с помощью полупроводникового фотоэлемента. В случае самовоздействия излучение лазера на $YAG:Nd^{3+}$ фокусировалось линзой с фокусным расстоянием ~ 10 см. Предварительные измерения проводились в смеси этилового спирта ($n_2 = 1{,}365$) с красителем № 3955, которая поглощала излучение с длиной волны $\lambda = 1{,}06$ мкм и практически полностью пропускала излучение *He-Ne*-лазера. Образец состоял из усеченной призмы из стекла ТФ-10 ($n_1 = 1{,}796$) и приклеенной к ней кюветы.

На рис. 1 приведены экспериментальные зависимости коэффициента отражения R от угла падения θ при различных концентрациях поглощающей компоненты. Соответствующие зависимости получены при s-поляризации зондирующего излучения. Как следует из рис. 2, наличие тепловой нелинейности приводит к тому, что коэффициент отражения системы изменяется от 0,35 до 1,0, т. е. система переходит из состояния частичного отражения в состояние ПВО (на этом и основано использование данного явления для модуляции добротности).

В случае наблюдения НТО от смеси ЖК с красителем образец состоял из двух призм (стекло ТФ-10 с $n_1 = 1{,}796$), разделенных тефлоновой прокладкой толщиной 10 мкм. Для получения планарно ориентированного образца одна из призм обрабатывалась алмазным порошком (направление директора **n** перпендикулярно плоскости падения). Вторая призма не обрабатывалась во избежание расплывания зондирующего пучка из-за рассеяния на неоднородностях стеклянной поверхности. Несмотря на это из-за малой толщины образец получался однородно ориентированным. Качество ориентации проверялось по оптической методике с помощью коноскопии. В готовую ячейку заливался НЖК 5ЦБ с предварительно растворенным в нем красителем № 3955 (коэффициент линейного затухания в образце составлял ~ 83 см$^{-1}$).

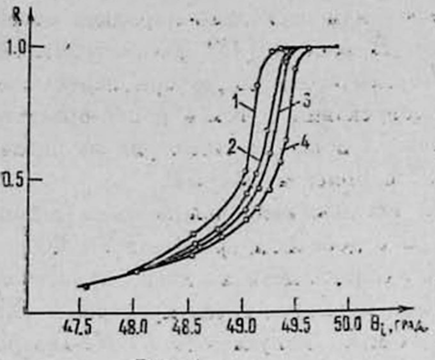


Рис. 1.

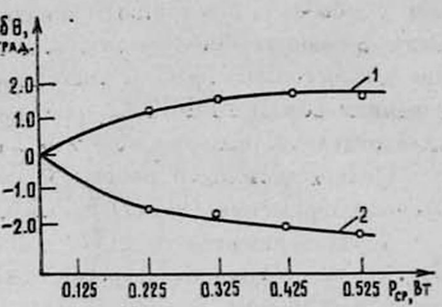


Рис. 2.

Рис. 1. Зависимость коэффициента отражения от угла падения при наличии тепловой нелинейности ($P_{0p} = 0{,}4$ Вт): кривая 1 — $\alpha = 48$ см$^{-1}$ 2 — $\alpha = 24$ см$^{-1}$; 3 — $\alpha = 12$ см$^{-1}$; 4 — $\alpha = 0$.

Рис. 2. Зависимость смещения угла ПВО от мощности излучения лазера (1 — при p-поляризации He-Ne-лазера; 2 — при s-поляризации).

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости величины смещения угла ПВО от средней мощности поглощаемого излучения. Как следует из рисунка, величина смещения угла ПВО в зависимости от мощности либо увеличивается (случай p-поляризации), либо уменьшается (случай s-поляризации). Согласно рис. 2 величина смещения нелинейного угла ПВО составляет примерно 3°, что почти на порядок больше смещения нелинейного угла ПВО в этиловом спирте с этим же красителем (см. рис. 1). Такое отличие хорошо согласуется с известными литературными данными для НЖК ($\partial n_e / \partial T = 4{,}3 \cdot 10^{-3}$ град$^{-1}$ [14], тогда как для этилового

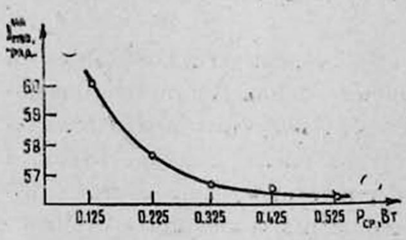


Рис. 3. Зависимость величины нелинейного угла ПВО от мощности (случай самовоздействия).

спирта $\partial n / \partial T = 0{,}4 \cdot 10^{-4}$ град$^{-1}$). На рис.3 приведена зависимость нелинейного угла ПВО от мощности падающего излучения в случае самовоздействия (излучение лазера поляризовано перпендикулярно плоскости падения).

В настоящей работе исследовано нелинейное отражение, связанное с наличием тепловой нелинейности в образце. Отметим, что тепловой механизм, приводящий к индуцированию нелинейной добавки $\Delta\varepsilon^{\text{нл}}$ к диэлектрической проницаемости, может играть заметную роль даже в области прозрачности ЖК [15], а добавление резонансно поглощающей компоненты делает этот эффект значительным и более перспективным для практических применений, в частности при создании малоэнергоемких элементов управления оптическим излучением. Отметим также, что вышеприведенная методика НТО, на наш взгляд, может оказаться полезной наряду с другими нелинейно оптическими методами при исследовании структурных фазовых переходов НЖК—изотропная жидкость с использованием стабилизированных лазеров непрерывного действия.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Бломберген Н.* Нелинейная оптика. Изд. Мир, М., 1966.
2. *Каплан А. Е.* Письма в ЖЭТФ, 24, 132 (1976).
3. *Каплан А. Е.* ЖЭТФ, 72, 1710 (1974).
4. *Smith P. W.* Appl. Phys. Lett., 35, 846 (1979)
5. *Корда И. М., Рубинов А. Н.* Квантовая электроника, 1, 186 (1974).
6. *Рубинов А. Н., Корда И. М.* Квантовая электроника, 4 (16), 96 (1973).
7. *Smith P. W.* IEEE QE—20, 30 (1984).
8. *Tomlinson W.* Appl. Opt., 21, 204 (1982).
9. *Решстин В. П.* Квантовая электроника, 12, 280 (1985).
10. *Чернов С. П., Шеплев А. В.* Вестник МГУ, сер. Физика, Астрономия, 24, 41 (1983).
11. *Рубинов А. Н., Корда И. М.* ЖПС, 42, 41 (1983).
12. *Ковалев А. А., Некрасов Г. Л., Серак С. В.* Тезисы докладов V конф. социалистических стран по ЖК, т. 2, ч. II, с. 39, Одесса, 1983.
13. *Khoo I. C.* Appl. Phys. Lett., 40, 645 (1982).
14. *Chu K. C.* Mol. Cryst., Liq. Cryst., 59, 97 (1980).
15. *Аракелян С. М., Чилингарян Ю. С.* Нелинейная оптика жидких кристаллов. Изд. Наука, М., 1984.

ԼՈՒՅՍԻ ՈՉ ԳԾԱՅԻՆ ՋԵՐՄԱՅԻՆ ԱՆԴՐԱԴԱՐՁՈՒՄԸ ՆԵՄԱՏԻԿ ՀԵՂՈՒԿ ԲՅՈՒՐԵՂՈՒՄ

Լ. Ս. ԱՍԼԱՆՅԱՆ, Ա. Ե. ԲԱՂԴԱՍԱՐՅԱՆ, Ն. Ն. ԲԱԴԱԼՅԱՆ,
Ա. Հ. ՊԵՏՐՈՍՅԱՆ, Մ. Ա. ԽՈՒՐՇՈՒԴՅԱՆ, ՅՈՒ. Ս. ՉԻԼԻՆԳԱՐՅԱՆ

Լրիվ ներքին անդրադարձման (ԼՆԱ) անկյան շրջակայքում փորձնականորեն ուսումնասիրված է լույսի ոչ գծային ջերմային անդրադարձումը էթիլային սպիրտում և նեմատիկ հեղուկ բյուրեղում: Փորձնական ճառագայթի p- և s- բևեռացումների համար ստացված են անդրադարձման գործակցի և ԼՆԱ անկյան շեղման մեծության բնութագրական կախվածությունները ընկնող ճառագայթի հզորությունից և ուսումնասիրվող նյութի կլանման գործակցից:

NONLINEAR THERMAL REFLECTION OF LIGHT IN A NEMATIC LIQUID CRYSTAL

L. S. ASLANYAN, A. E. BAGDASARYAN, N. N. BADALYAN,
A. A. PETROSYAN, M. A. KHURSHUDYAN, YU. S. CHILINGARYAN

Experimental investigations of nonlinear thermal reflection of light near the TIR angle in ethanol and nematic liquid crystal 5CB were carried out. For p- and s- polarization of probing radiation, the characteristic dependences of the reflection coefficient and of the value of TIR angle shift on the incident radiation power and the absorption coefficient of the medium were obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 276—280 (1987)

УДК 550.388.2

ОСНОВНЫЕ ВОПРОСЫ СТАЦИОНАРНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ НИЖНИХ СЛОЕВ ИОНОСФЕРЫ

Ю. С. ВАРДАНЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 8 мая 1986 г.)

Рассмотрено явление ионосферного динамо в E-слое. Вычислены электрические поля, возмущения плотности заряженных частиц.

В электродинамике ионосферы важную роль играют физические процессы, которые происходят в ее нижних слоях — на высотах 90—135 км. Именно здесь «сосредоточена» динамо-область, откуда электрические поля и токи, возбуждаемые движением нейтральной компоненты слабоионизированного газа, вследствие высокой проводимости вдоль геомагнитных силовых линий передаются с одной высоты на другую и в целом сильно воздействуют на ионосферу.

Однако решение исходной системы уравнений на этом уровне ионосферы, обычно называемом E-слоем, сталкивается с большими математическими трудностями из-за неоднородности самой ионосферы [1]. Тем не менее задачу удается несколько упростить, если учесть, что на рассматриваемых высотах, в отличие от F_2-слоя, процессы, связанные с амбиполярной диффузией, малозначительны.

В настоящей работе показано, что при пренебрежении членами, ответственными за амбиполярную диффузию, решение системы квазигидродинамических уравнений с учетом неоднородности (изменения физических параметров с высотой) ионосферы, условий $\lambda_i(z) \leqslant 1$ и $\lambda_e(z) > 1$, типичных для рассматриваемого E-слоя, силы тяжести заряженных частиц, а также генерирующей электродинамические процессы в ионосфере скорости нейтрального газа $\mathbf{W}$ можно представить в аналитическом виде. Здесь $\lambda_{i,e} = \omega_{i,e}/\gamma_{i,en}$ — отношения ларморовской частоты ионов и электронов к частоте их соударений с частицами нейтрального газа.

NONLINEAR THERMAL REFLECTION OF LIGHT IN A NEMATIC LIQUID CRYSTAL

L. S. ASLANYAN, A. E. BAGDASARYAN, N. N. BADALYAN,
A. A. PETROSYAN, M. A. KHURSHUDYAN, YU. S. CHILINGARYAN

Experimental investigations of nonlinear thermal reflection of light near the TIR angle in ethanol and nematic liquid crystal 5CB were carried out. For p- and s- polarization of probing radiation, the characteristic dependences of the reflection coefficient and of the value of TIR angle shift on the incident radiation power and the absorption coefficient of the medium were obtained.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 276—280 (1987)

УДК 550.388.2

ОСНОВНЫЕ ВОПРОСЫ СТАЦИОНАРНОЙ ЭЛЕКТРОДИНАМИКИ НИЖНИХ СЛОЕВ ИОНОСФЕРЫ

Ю. С. ВАРДАНЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 8 мая 1986 г.)

Рассмотрено явление ионосферного динамо в E-слое. Вычислены электрические поля, возмущения плотности заряженных частиц.

В электродинамике ионосферы важную роль играют физические процессы, которые происходят в ее нижних слоях — на высотах 90—135 км. Именно здесь «сосредоточена» динамо-область, откуда электрические поля и токи, возбуждаемые движением нейтральной компоненты слабоионизированного газа, вследствие высокой проводимости вдоль геомагнитных силовых линий передаются с одной высоты на другую и в целом сильно воздействуют на ионосферу.

Однако решение исходной системы уравнений на этом уровне ионосферы, обычно называемом E-слоем, сталкивается с большими математическими трудностями из-за неоднородности самой ионосферы [1]. Тем не менее задачу удается несколько упростить, если учесть, что на рассматриваемых высотах, в отличие от F_2-слоя, процессы, связанные с амбиполярной диффузией, малозначительны.

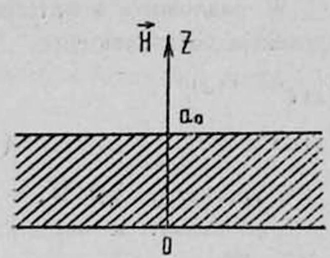
В настоящей работе показано, что при пренебрежении членами, ответственными за амбиполярную диффузию, решение системы квазигидродинамических уравнений с учетом неоднородности (изменения физических параметров с высотой) ионосферы, условий $\lambda_i(z) \leqslant 1$ и $\lambda_e(z) > 1$, типичных для рассматриваемого E-слоя, силы тяжести заряженных частиц, а также генерирующей электродинамические процессы в ионосфере скорости нейтрального газа $\mathbf{W}$ можно представить в аналитическом виде. Здесь $\lambda_{i,e} = \omega_{i,e} / \gamma_{i,en}$ — отношения ларморовской частоты ионов и электронов к частоте их соударений с частицами нейтрального газа.

Рассмотрим слой слабоионизированного газа между поверхностями $z = 0$ и $z = a_0$ в магнитном поле $\mathbf{H}$, перпендикулярном границам раздела (см. рисунок). Будем считать, что слабоионизированный газ состоит из электронов, положительных ионов одного сорта с единичным зарядом и нейтральных молекул с возмущающей горизонтальной постоянной скоростью $\mathbf{W}$ (такое геострофическое движение, известное из наблюдений, может быть вызвано соответствующими физическими факторами).

Если предположить, что выполнено условие квазинейтральности ($N_{0i,e} = N_0$) и равенство ионной и электронной температур ($T_i = T_e$), то нетрудно получить выражение для «фонового» электрического поля при диффузионном равновесии [2] —

$$\mathbf{E}_0 = \frac{1}{2}\,\frac{1}{e}\,\mathbf{g}\,(m_i - m_e). \tag{1}$$

Уравнения движения, линеаризованные относительно возмущения физических величин, соответственно для ионов и электронов с учетом «фонового» электрического поля $\mathbf{E}_0$, возникающего за счет разделения зарядов в отсутствии скорости нейтралов, и в пренебрежении членами в соответствии с необходимыми условиями, которые хорошо выполняются в ионосфере, будут иметь вид



$$\begin{aligned} e\left\{-\nabla\psi + \frac{1}{c}[\mathbf{v}_i\mathbf{H}]\right\} &= \gamma_{in}(\mathbf{v}_i - \mathbf{W}) + \frac{n_i}{2N_0}(m_i + m_e)\,\mathbf{g}, \\ -e\left\{-\nabla\psi + \frac{1}{c}[\mathbf{v}_e\mathbf{H}]\right\} &= \gamma_{en}(\mathbf{v}_e - \mathbf{W}) + \frac{n_e}{2N_0}(m_i + m_e)\,\mathbf{g}. \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь m_i, m_e — массы соответственно иона и электрона, $\mathbf{v}_i$, $\mathbf{v}_e$ — их скорости, n_i, n_e — возмущения концентрации заряженных частиц N_0, ψ — потенциал электрического поля, $\mathbf{g}$ — ускорение силы тяжести, $\gamma_{in}(z)$, $\gamma_{en}(z)$ — частоты соударений соответственно ионов и электронов с нейтралами, $\mathbf{W}$ — скорость нейтральных частиц.

К этим уравнениям необходимо добавить еще уравнения сохранения числа заряженных частиц. В рассматриваемой области высот, которую иногда называют чепменовским слоем, основным фактором ионообразования является фотоионизация и преобладают молекулярные ионы. Поэтому линеаризованные уравнения непрерывности записываются в виде

$$\begin{aligned} \operatorname{div} N_0\mathbf{v}_i &= -\alpha N_0(n_i + n_e), \\ \operatorname{div} N_0\mathbf{v}_e &= -\alpha N_0(n_i + n_e), \end{aligned} \tag{3}$$

где α — коэффициент рекомбинации.

Будем считать силу тяжести и температуру всех сортов частиц, составляющих слабоионизированный газ, не зависящими от высоты z.

Тогда частоты столкновений $\gamma_{i,en}$ (пропорциональные плотности нейтральных молекул, выраженной барометрической формулой $N_n = N_n^0 e^{-z}/H_n$) и невозмущенная плотность заряженных частиц N_0 будут иметь вид

$$\gamma_{i,en} = \gamma_{i,e0}\, e^{-z}/H_n, \quad N_0 = N^0 e^{z}/H_m.$$

Здесь $H_n = kT_n/m_n g$ — высота однородной атмосферы, T_n и m_n — температура и масса нейтральных частиц, $\gamma_{i,e0}$, N^0 — соответственно частоты столкновений и концентрация заряженных частиц на высоте $z = 0$, H_m — постоянная аппроксимации экспонентой концентрации заряженных частиц.

Подставляя в (3) скорости $\mathbf{v}_i$ и $\mathbf{v}_e$, найденные из (2), получаем уравнения, составляющие вместе с уравнением Пуассона $-\Delta\psi = 4\pi e(n_i - n_e)$ замкнутую систему для определения потенциала ψ и n_i, n_e.

Если учесть, что по условию задачи регулярные ионосферные параметры изменяются лишь по высоте z, то можно потенциал ψ, возмущения плотности n_i, n_e и заданную скорость нейтралов $\mathbf{W}$ разложить в интеграл Фурье по координатам x, y и рассмотреть отдельные составляющие

$$\psi = \psi_{\mathrm{k}}(z)\, e^{i(k_1x + k_2y)}, \quad \mathbf{W} = \mathbf{W}_{\mathrm{k}}(z)\, e^{i(k_1x + k_2y)},$$
$$n_i = n_{\mathrm{k}}^i(z)\, e^{i(k_1x + k_2y)}, \quad n_e = n_{\mathrm{k}}^e(z)\, e^{i(k_1x + k_2y)}. \qquad (4)$$

Пусть скорость нейтралов не зависит от z и составляющая $\mathbf{W}_z = 0$. Тогда, используя уравнение непрерывности для несжимаемой жидкости $\operatorname{div} \mathbf{W} = 0$, можно члены разложения Фурье $\mathbf{W}_x$, $\mathbf{W}_y$ разбить на пары и решать задачу для каждой пары отдельно [4]. Электрический потенциал ψ и n_i, n_e можно представить в виде

$$\psi = f_1 \sin k_1x \cos k_2y,$$
$$n_i = f_2 \sin k_1x \cos k_2y, \quad n_e = f_3 \sin k_1x \cos k_2y.$$

Учитывая квазинейтральность плазмы, в (3) можно положить $f_2 = f_3$, после чего получим систему из двух уравнений относительно неизвестных функций f_1, f_3, которая вместе с уравнением Пуассона позволяет определить и f_2 [3].

Произведя замены

$$f_1 = u(t)\, t^{-1}, \quad f_2 = N^0 e^{z/H_m} u_1(t)\, t^{-1},$$
$$t = e^{-2\zeta}, \quad \zeta = z/H_n, \quad t = q^{-4}$$

и используя (2) и (3), легко можно исключить $u(t)$ и получить уравнение

$$\frac{\partial^3 u_1}{\partial q^3} + \frac{a}{q^2}\frac{\partial^2 u_1}{\partial q^2}[4a(1 + 3\lambda_{io}^2 q^4) + bq]\frac{1}{q^3}\frac{1}{(1 + \lambda_{io}^2 q^4)}\frac{\partial u_1}{\partial q} +$$
$$+ \left[-4a\left(-7\lambda_{io}^2 q^8 - \frac{b}{4}\frac{1}{\lambda_{io}^2}(1 + \lambda_{io}\lambda_{eo} q^4)\right)\frac{1}{q^8}\frac{1}{(1 + \lambda_{io}^2 q^4)}\right] u_1 = 0, \qquad (5)$$

где

$$a = -\frac{8\alpha N^0 H_n(\lambda_{io} + \lambda_{eo})}{m_i g \lambda_{eo}}\gamma_{io}, \quad k_0^2 = k_1^2 + k_2^2, \quad b = -\frac{4k_0^2 H_n^2 \lambda_{io}^2}{\lambda_{eo}^2}$$

член, характеризующий соотношение между характерными размерами движения нейтрального газа и высотой однородной атмосферы. Если характерные размеры изучаемого явления малы по сравнению с радиусом Земли, но больше или порядка величины высоты однородной атмосферы, этим членом можно пренебречь. Именно такой случай и рассматривается в настоящей работе.

В таких предположениях и при условиях $\lambda_i(z) \leqslant 1$, $\lambda_e(z) > 1$, которые имеют место в рассматриваемом E-слое, решение (5) находим в виде

$$u_1 = C_6 F(q) + C_7 q + C_8,$$

$$F(q) = q^2/2 - aq \ln\left|\frac{a}{q}\right| - \frac{1}{2} a^2 \ln q -$$

$$- q^2 \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{1}{-n+1}\right) \frac{1}{n} \frac{1}{(n+1)!} \left(\frac{a}{q}\right)^{n+1},$$

C_6, C_7, C_8 — произвольные постоянные, определяемые из граничных условий.

Далее, используя (2), (3) и уравнение Пуассона, можно найти потенциал ψ и объемный заряд $(n_i - n_e)$ в следующем виде:

$$f_1 = \frac{H}{c} \frac{1}{k_0^2} \frac{1}{\lambda_{i0}} \frac{1}{\lambda_{e0}} \frac{1}{(\lambda_{i0}^2 - \lambda_{e0}^2)\; t^2 (1 + \lambda_{i0}^2 t^{-1})(1 + \lambda_{e0}^2 t^{-1})} \times$$

$$\times \left\{\left[-\frac{7}{4} \frac{1}{H_n} \frac{1}{\gamma_{i0}} \frac{1}{\gamma_{e0}} m_i \vec{g}\, (\omega_e + \omega_i) t^{-2} + 2\alpha N^0 (\lambda_{i0} + \lambda_{e0})\, t^{-7/4}\right] u_1 + \right. \qquad (6)$$

$$\left. + \frac{1}{H_n} \frac{1}{\gamma_{i0}} \frac{1}{\gamma_{e0}} m_i g\, (\omega_e + \omega_i) t^{-1} u'_{1t}\right\} + \frac{H}{c} \frac{W_0}{k_1 k_2},$$

$$f_2 - f_3 = \frac{1}{4\pi e} \left\{k_0^2 f_1 - \left(\frac{2}{H_n}\right)^2 \left[t^2 \frac{d^2 f_1}{dt^2} + t \frac{d f_1}{dt}\right]\right\}.$$

Таким образом, из (6) видно, что электрический потенциал и объемный заряд зависят от фотохимических условий и скорости движения нейтрального газа в ионосфере. При этом вклад, вносимый каждым из этих факторов, зависит от численных соотношений соответствующих физических параметров задачи.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Гершман Б. Н.* Динамика ионосферной плазмы. Изд. Наука, М., 1974.
2. *Данжи Дж.* Космическая электродинамика. Госиздат литературы в области атомной науки и техники, М., 1961.
3. *Брагинский С. И.* Сб. «Вопросы теории плазмы», т. 1. Госатомиздат, М., 1963, с. 183.
4. *Варданян Ю. С.* Геомагнетизм и аэрономия, 17, 1012 (1977).
5. *Варданян Ю. С.* Изв. АН АрмССР, Физика, 16, 268 (1981).

ԻՈՆՈԼՈՐՏԻ ՍՏՈՐԻՆ ՇԵՐՏԵՐԻ ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ԷԼԵԿՏՐԱԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐԸ

ՅՈՒ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված են իոնոլորտի E-շերտում տեղի ունեցող էլեկտրադինամիկական պրոցեսները, պայմանավորված դինամո-մեխանիզմով։ Հաշված են էլեկտրական դաշտերը, հոսանքները, նրանցով ստեղծված մագնիսական դաշտերը և իոնոլորտի անհամասեռությունները դիտարկվող շերտերում։

MAIN ASPECTS OF STATIONARY ELECTRODYNAMICS OF LOWER LAYERS OF IONOSPHERE

YU. S. VARDANYAN

The problem of ionospheric dynamo in the E-layer is considered. Electric fields and currents, the magnetic field generated by these currents as well as ionospheric inhomogeneities were calculated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 280—284 (1987)

УДК 621.371;551.574.1

ВЛИЯНИЕ КРУПНЫХ И СВЕРХКРУПНЫХ КАПЕЛЬ В ОБЛАКАХ НА ОСЛАБЛЕНИЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Г. М. АЙВАЗЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 7 апреля 1986 г.)

С помощью точных формул Ми исследуется влияние крупных и сверхкрупных капель на распространение миллиметровых и субмиллиметровых волн в облаках различных типов при однократном рассеянии.

Благодаря развитию техники эксперимента, в последние годы в облаках обнаружены неизвестные до сих пор крупные (радиусами от 20 до $85 \div 100$ мкм) и сверхкрупные (размерами от $85 \div 100$ до 1500 и более мкм) капли. Хотя их концентрация мала и резко зависит от типа облака, эти капли оказывают существенное влияние на рассеяние и поглощение миллиметровых (ММ) и субмиллиметровых (СММ) волн.

В настоящей работе используются эти последние сведения о микроструктуре облаков [1—3] для вычисления по точным формулам Ми [4] (программа расчетов из [5] с учетом «двойного» контроля точности) и приближенной формуле Рэллея [4] ($\Gamma^{*}_{п}$) зависимости коэффициентов: ослабления — $\Gamma_о$, поглощения — $\Gamma_п$ и рассеяния — $\Gamma_р$ ($\Gamma_о = \Gamma_п + \Gamma_р$

ԻՈՆՈԼՈՐՏԻ ՍՏՈՐԻՆ ՇԵՐՏԵՐԻ ՍՏԱՑԻՈՆԱՐ ԷԼԵԿՏՐԱԴԻՆԱՄԻԿԱՅԻ ՀԻՄՆԱԿԱՆ ՀԱՐՑԵՐԸ

ՅՈՒ. Ս. ՎԱՐԴԱՆՅԱՆ

Աշխատանքում ուսումնասիրված են իոնոլորտի E-շերտում տեղի ունեցող էլեկտրադինամիկական պրոցեսները, պայմանավորված դինամո-մեխանիզմով։ Հաշված են էլեկտրական դաշտերը, հոսանքները, նրանցով ստեղծված մագնիսական դաշտերը և իոնոլորտի անհամասեռությունները դիտարկվող շերտերում։

MAIN ASPECTS OF STATIONARY ELECTRODYNAMICS OF LOWER LAYERS OF IONOSPHERE

YU. S. VARDANYAN

The problem of ionospheric dynamo in the E-layer is considered. Electric fields and currents, the magnetic field generated by these currents as well as ionospheric inhomogeneities were calculated.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 280—284 (1987)

УДК 621.371;551.574.1

ВЛИЯНИЕ КРУПНЫХ И СВЕРХКРУПНЫХ КАПЕЛЬ В ОБЛАКАХ НА ОСЛАБЛЕНИЕ МИЛЛИМЕТРОВЫХ И СУБМИЛЛИМЕТРОВЫХ ВОЛН

Г. М. АЙВАЗЯН

Институт радиофизики и электроники АН АрмССР

(Поступила в редакцию 7 апреля 1986 г.)

С помощью точных формул Ми исследуется влияние крупных и сверхкрупных капель на распространение миллиметровых и субмиллиметровых волн в облаках различных типов при однократном рассеянии.

Благодаря развитию техники эксперимента, в последние годы в облаках обнаружены неизвестные до сих пор крупные (радиусами от 20 до $85 \div 100$ мкм) и сверхкрупные (размерами от $85 \div 100$ до 1500 и более мкм) капли. Хотя их концентрация мала и резко зависит от типа облака, эти капли оказывают существенное влияние на рассеяние и поглощение миллиметровых (ММ) и субмиллиметровых (СММ) волн.

В настоящей работе используются эти последние сведения о микроструктуре облаков [1—3] для вычисления по точным формулам Ми [4] (программа расчетов из [5] с учетом «двойного» контроля точности) и приближенной формуле Рэллея [4] ($\Gamma^{*}_{п}$) зависимости коэффициентов: ослабления — $\Gamma_о$, поглощения — $\Gamma_п$ и рассеяния — $\Gamma_р$ ($\Gamma_о = \Gamma_п + \Gamma_р$

в дБ/км) ММ и СММ волн (от 4 до 0,1 мм) от температуры в облаке (от $+30°$ до $-40°$ С через $10°$) для четырех характерных типов облаков: 1) облака «А» — облака со «стандартной» кривой распределения капель по размерам — средней кривой, характерной для облаков слоистых форм умеренных широт [1, 2]; 2) облака «Б» — облака с максимальной концентрацией капель — предел заштрихованной области (см. рис. 2.8 в [2]); 3) облака «В» — мощно-кучевого облака (максимум) [3]; 4) облака «Г» — кучево-дождевого облака (максимум) [3], причем учитывается вклад различных фракций размеров капель: мелких, крупных и сверхкрупных в общее поглощение и рассеяние волн. Комплексные показатели преломления капель воды для температур от $+30°$ до $-40°$ С для ММ волн взяты из [6], а для СММ волн рассчитаны нами по формулам [7].

В результате исследования получены конкретные численные данные: о средних и максимальных значениях коэффициентов ослабления; о том, насколько расчеты по точным формулам отличаются от приближенных расчетов; о вкладе различных фракций размеров капель в общее рассеяние, поглощение и о доле рассеянной компоненты в полном ослаблении; последние сведения необходимы для учета в дальнейшем процессов многократного рассеяния, что составляет содержание второй части работы. Ниже приводится некоторая часть из полученных результатов.

Таблица 1

λ в мм	Коэффициент	Облако „А"	Облако „Б"	Облако „В"	Облако „Г"
		в дБ/км			
4,0	Γ_0	1,965 / 0,990	3,081 1 / 1,556 1	1,519 1 / 1,022 1	2,206 1 / 1,189 1
	Γ_p	0 / 0	0,100 / 0,060	3,230 / 2,609	4,520 / 2,491
1,0	Γ_0	7,680 / 1,118	1,281 2 / 2,025 1	4,225 1 / 1,280 1	7,503 1 / 3,540 1
	Γ_p	0,077 / 0,034	3,870 / 2,660	4,957 / 3,880	2,060 1 / 1,425 1
0,4	Γ_0	1,898 1 / 6,230	3,984 2 / 1,810 2	8,906 1 / 2,990 1	1,681 2 / 7,829 1
	Γ_p	1,576 / 1,456	8,678 1 / 8,178 1	6,810 / 6,060	3,782 1 / 3,343 1
0,1	Γ_0	1,262 2 / 1,083 2	2,538 3 / 2,308 3	8,956 2 / 8,103 2	1,239 3 / 1,078 3
	Γ_p	4,303 1 / 4,056 1	1,116 3 / 1,068 3	3,998 2 / 3,789 2	7,406 2 / 5,342 2

В табл. 1 приводятся максимальные (сверху) и минимальные (снизу) значения коэффициентов Γ_0 и Γ_p для различных облаков и длин волн (в таблице 3,081 1 означает $3{,}081 \cdot 10^1$). Для $\lambda = 4$ мм максимальное ослабление — 30,81 дБ/км — можно наблюдать в облаке «Б», максимальное рассеяние — 4,52 дБ/км — в облаке «Г». Для $\lambda = 1$ мм максимальное $\Gamma_о = 128{,}1$ дБ/км можно наблюдать в облаке «Б», а максимальное $\Gamma_р = 20{,}6$ дБ/км — в облаке «Г». С уменьшением длины волны излучения растут величины как $\Gamma_о$, так и $\Gamma_р$.

В табл. 2 приводятся средние (для интервала температур от $+30°$ до $-40°$ С) и максимальные значения отношений величин $\Gamma_п$ и $\Gamma_о$ к $\Gamma_п^*$ в %, причем верхняя цифра — для $\lambda = 4$ мм, а нижняя — для $\lambda = 1$ мм. Как видно из таблицы, для $\lambda = 4$ мм формулой Рэлея можно пользоваться (допуская максимальную погрешность $\sim 2{,}62\%$) для

Таблица 2

Тип облака	$\frac{\Gamma_п}{\Gamma_п^*}$ сред. в %	$\frac{\Gamma_п}{\Gamma_п^*}$ макс. в %	$\frac{\Gamma_о}{\Gamma_п^*}$ сред. в %	$\frac{\Gamma_о}{\Gamma_п^*}$ макс. в %
„А“	0,40 / 3,04	1,04 / 6,48	0,66 / 6,40	1,13 / 9,82
„Б“	1,10 / 8,10	2,11 / 10,70	1,57 / 17,39	2,62 / 27,44
„В“	20,12 / 10,21	28,32 / 14,00	61,19 / 43,52	78,35 / 116,1
„Г“	30,04 / 44,03	54,31 / 89,74	71,64 / 160,9	105,6 / 353,8

Таблица 3

Тип облака	дБ/км	1–20 мкм, %	20–1500 мкм, %
„А“	$\Gamma_о$	70,87	29,13
	$\Gamma_п$	74,35	25,65
	$\Gamma_р$	4,04	95,96
„Б“	$\Gamma_о$	51,86	48,14
	$\Gamma_п$	59,93	40,07
	$\Gamma_р$	0,33	99,67
„В“	$\Gamma_о$	57,46	42,54
	$\Gamma_п$	75,64	24,36
	$\Gamma_р$	3,61	96,39

Таблица 4

t^0 С в облаке	Альбедо ω в % $\lambda = 4{,}0$	1,0	0,8	0,6	0,4	0,2	0,1 мм
			Облако „А“				
+30°	—	—	1,50	3,15	8,30	23,73	32,13
—40°	—	—	4,98	10,50	24,15	39,01	39,71
			Облако „Б“				
+30°	—	3,00	4,92	9,53	20,52	34,30	42,08
—40°	—	13,14	14,26	27,21	47,92	50,91	48,33
			Облако „В“				
+30°	13,17	9,23	7,19	6,48	7,65	23,41	42,31
—40°	11,77	38,73	25,24	21,38	20,27	35,99	49,33
			Облако „Г“				
+30°	57,20	19,53	17,03	16,99	21,54	44,01	49,52
—40°	38,32	59,19	46,54	45,37	44,35	58,30	59,75

слоистых облаков умеренных широт всех типов (облака «А» и «Б») и нельзя пользоваться для конвективных облаков всех типов (облака «В» и «Г»). Для $\lambda < 4$ мм пользоваться формулой Рэлея вообще невозможно для любых типов облаков из-за больших ошибок.

В табл. 3 приводятся величины, характеризующие вклад отдельных диапазонов размеров капель (от 1 до 20 мкм и от 20 до 1500 мкм) в общее ослабление, поглощение и рассеяние для $\lambda = 0{,}8$ мм и температуры -40° С. Как видно из табл. 3, из-за отсутствия до настоящего времени сведений о каплях с размерами от 20 до 1500 мкм мы не учитывали в облаке „Б“ более 40% величины Γ_0, и $\Gamma_п$ и порядка 99% $\Gamma_р$, а в облаке „В“— 40% величины Γ_0, 25% величины $\Gamma_п$ и порядка 95% величины $\Gamma_р$. Для $\lambda < 0{,}8$ мм доля неучтенной Γ_0 и $\Gamma_п$ еще больше. Как показали расчеты, $\Gamma_п$ и $\Gamma_р$ значительно меняются в зависимости как от типа облака, так и от температуры в облаке, причем основной вклад в $\Gamma_п$ вносят капли с размерами от 1 до 20 мкм (в среднем в 3 раза больше). Наоборот, основной вклад в $\Gamma_р$ вносят капли с размерами от 20 до 1500 мкм (почти на порядок больше).

В табл. 4 приводятся величины альбедо однократного рассеяния ω, т. е. отношение $\Gamma_р$ и Γ_0, которое характеризует долю рассеянной компоненты в общем ослаблении. Согласно таблице для облака «А» учет рассеянной компоненты излучения для расчетов многократного рассеяния необходимо начинать с $\lambda = 0{,}8$ мм (так как уже $\omega > 3\%$); для облака «Б» учет рассеяния необходим с $\lambda = 1$ мм, а для облаков «В» и «Г» — с $\lambda = 4$ мм и даже для длин волн несколько больше 4 мм.

Нами рассчитан и построен график функции $K_0(t^\circ)$, усредненный для облаков «А» и «Б», по которой можно определить температуру облака, если измерено отношение Γ_0 (1 мм) к Γ_0 (4 мм) в облаке. Расчетные точки $K_0(t^\circ)$: $+30^\circ$ С — 6,657; $+20^\circ$ — 5,287; $+10^\circ$ — 3,978; 0° — 2,858; -10° — 2,000; -20° — 1,494; -30° — 1,241 и -40° С — 1,138. Погрешность при этом составляет $\pm 1{,}5^\circ$ для $t^\circ < +30^\circ$ С; $\pm 1{,}0^\circ$ при 0° и $\pm 0{,}5^\circ$ для $t < -40^\circ$ С. Для конвективных облаков пользоваться этим методом без учета многократного рассеяния невозможно.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Мазин И. П., Шметер С. М.* Облака, строение и физика образования. Гидрометеоиздат, Л., 1983.
2. Радиация в облачной атмосфере. Под ред Е. М. Фейгельсон. Гидрометеоиздат, Л., 1981.
2. *Pruppacher H. R., Klett J. D.* Microphysics of clouds and precipitation. D. Reidel Publich. Co., 1978.
4. *Шифрин К. С.* Рассеяние света в мутной среде. Гостехиздат, М., 1951.
5. *Дейрменджан Д.* Рассеяние электромагнитного излучения сферическими полидисперсными частицами. Изд. Мир, М., 1971.
6. *Розенберг В. И.* Рассеяние и ослабление электромагнитного излучения атмосферными частицами. Гидрометеоиздат, Л., 1972.
7. *Малышенко Ю. И., Ваксер М. Х.* УФЖ, 15, 1496 (1970).

ԱՄՊԵՐՈՒՄ ԽՈՇՈՐ ԵՎ ԳԵՐԽՈՇՈՐ ԿԱԹԻԼՆԵՐԻ ԱՌԿԱՅՈՒԹՅԱՆ ԱԶԴԵՑՈՒԹՅՈՒՆԸ ՄԻԼԻՄԵՏՐԱՅԻՆ ԵՎ ԵՆԹԱՄԻԼԻՄԵՏՐԱՅԻՆ ԱԼԻՔՆԵՐԻ ԹՈՒԼԱՑՄԱՆ ՎՐԱ

Հ. Մ. ԱՅՎԱԶՅԱՆ

Միի ճշգրիտ բանաձևերով հետազոտվում է խոշոր և գերխոշոր կաթիլների ազդեցությունը տարբեր բնույթի ամպերում միլիմետրային և ենթամիլիմետրային ալիքների տարածման վրա՝ նրանց միապատիկ ցրման դեպքում։

THE EFFECT OF BIG AND SUPER-BIG WATER DROPS ON THE ATTENUATION OF MILLIMETER AND SUBMILLIMETER WAVES IN CLOUDS

H. M. AJVAZYAN

Using the exact Me expressions, the effect of big and super-big water drops on the propagation of millimeter and submillimeter waves in clouds of various type has been considered taking into account the single scattering events.

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 284—286 (1987)

УДК 539.186

ПОЛУЧЕНИЕ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ γ-КВАНТОВ *К*-ИОНИЗАЦИЕЙ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ

К. А. ИСПИРЯН, М. К. ИСПИРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 25 апреля 1986 г.)

Показано, что *К*-ионизацией релятивистских ионов, вызванной их столкновением с навстречу летящими лазерными фотонами или их прохождением через тонкие мишени, можно получить квазимонохроматические пучки γ-квантов. Вычислены угловое и спектральное распределения и произведены оценки интенсивности таких γ-пучков.

В настоящее время квазимонохроматические пучки рентгеновских и γ-квантов, получаемые с помощью электронов высоких энергий, широко применяются в различных областях науки и техники. Еще в 1973 г. в работе [1] был предложен метод получения таких пучков с помощью столкновения пучков релятивистских ионов с $\gamma = E/M = (1-\beta^2)^{-1/2} \gg 1$ с лазерными фотонами с энергией ω_1, где $\hbar = c = 1$, E, M и β — энергия, масса и скорость ионов. Суть метода [1] заключается в следующем. При лобовом столкновении в результате эффекта Доплера в системе покоя (СП) иона энергия фотона увеличивается до $\omega_1' \approx 2\gamma\omega_1$, и если $\omega_1' = \omega_{ij}$, где ω_{ij} — энергия разрешенного перехода между двумя атомными или ядерными уровнями иона, то происходит резонансное рассеяние фотона. Из-за лоренц-преобразований из СП в лабораторную систему (ЛС) рассеянные фотоны, имеющие почти изотропное угловое распределение в СП, испускаются под малыми углами $\theta \sim 1/\gamma$ относительно импульса ионов и их энергия ω_2 в ЛС может доходить до $\omega_{2max} \approx 4\gamma^2\omega_1$. Полное сечение такого превращения пучка мягких фотонов в пучок жестких γ-квантов равно $\sigma \approx (10^{-15} - 10^{-17})$ см^2 и $(10^{-25} - 10^{-27})$ см^2 для ω_{ij}, лежащих соответственно в оптической (включая ВУФ) и рентгеновской областях.

THE EFFECT OF BIG AND SUPER-BIG WATER DROPS ON THE ATTENUATION OF MILLIMETER AND SUBMILLIMETER WAVES IN CLOUDS

H. M. AJVAZYAN

Using the exact Me expressions, the effect of big and super-big water drops on the propagation of millimeter and submillimeter waves in clouds of various type has been considered taking into account the single scattering events.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 284—286 (1987)

УДК 539.186

ПОЛУЧЕНИЕ КВАЗИМОНОХРОМАТИЧЕСКИХ ПУЧКОВ γ-КВАНТОВ *К*-ИОНИЗАЦИЕЙ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ИОНОВ

К. А. ИСПИРЯН, М. К. ИСПИРЯН

Ереванский физический институт

(Поступила в редакцию 25 апреля 1986 г.)

Показано, что *К*-ионизацией релятивистских ионов, вызванной их столкновением с навстречу летящими лазерными фотонами или их прохождением через тонкие мишени, можно получить квазимонохроматические пучки γ-квантов. Вычислены угловое и спектральное распределения и произведены оценки интенсивности таких γ-пучков.

В настоящее время квазимонохроматические пучки рентгеновских и γ-квантов, получаемые с помощью электронов высоких энергий, широко применяются в различных областях науки и техники. Еще в 1973 г. в работе [1] был предложен метод получения таких пучков с помощью столкновения пучков релятивистских ионов с $\gamma = E/M = (1-\beta^2)^{-1/2} \gg 1$ с лазерными фотонами с энергией ω_1, где $\hbar = c = 1$, E, M и β — энергия, масса и скорость ионов. Суть метода [1] заключается в следующем. При лобовом столкновении в результате эффекта Доплера в системе покоя (СП) иона энергия фотона увеличивается до $\omega_1' \approx 2\gamma\omega_1$, и если $\omega_1' = \omega_{ij}$, где ω_{ij} — энергия разрешенного перехода между двумя атомными или ядерными уровнями иона, то происходит резонансное рассеяние фотона. Из-за лоренц-преобразований из СП в лабораторную систему (ЛС) рассеянные фотоны, имеющие почти изотропное угловое распределение в СП, испускаются под малыми углами $\theta \sim 1/\gamma$ относительно импульса ионов и их энергия ω_2 в ЛС может доходить до $\omega_{2max} \approx 4\gamma^2\omega_1$. Полное сечение такого превращения пучка мягких фотонов в пучок жестких γ-квантов равно $\sigma \approx (10^{-15} - 10^{-17})$ см^2 и $(10^{-25} - 10^{-27})$ см^2 для ω_{ij}, лежащих соответственно в оптической (включая ВУФ) и рентгеновской областях.

В связи с тем, что в ближайшее время будут подходящие пучки ионов [2], интерес к методу [1] растет. Так, в 1981 г. появилась работа [3], в которой рассматривалось возбуждение ядерных уровней проходящих через вещество ионов псевдофотонами ядер мишени, а в 1985 г. [4], в которой, как в [1], рассматривалось возбуждение атомных уровней ионов лазерными фотонами. Недавно [5] были вычислены поляризация, угловое и спектральное распределения рассеянных фотонов.

Настоящая работа посвящена исследованию возможностей получения γ-пучков K-ионизацией релятивистских ионов, вызванной или фотоэффектом летящими навстречу лазерными фотонами, или же столкновением с атомами мишени, через которую проходят ионы. В рассматриваемом случае по сравнению с резонансным рассеянием на атомных уровнях [1, 4] нет необходимости точной «настройки» $2\gamma\omega_1 = \omega_{ij}$ и жестких требований к монохроматичности сталкивающихся пучков, а по сравнению с возбуждением ядерных уровней [1, 3] сечения больше.

Рассмотрим сначала K-ионизацию ионов при их лобовом столкновении с лазерными фотонами. В области энергий, где сечение K-ионизации велико, т. е. когда $\omega_1' = 2\gamma\omega_1 \gtrsim I$ ($I = me^4Z^2/2$ — энергия ионизации основного уровня, равная приблизительно K-краю, Z — порядковый номер ядра иона), полное сечение фотоэффекта на K-оболочке выражается формулой Штоббе [6], которая в пределе $\omega_1' \to I$ дает

$$\sigma_K \approx 9{,}67\cdot 10^6\cdot \sigma_T/Z^2, \tag{1}$$

где $\sigma_T = 6{,}65\cdot 10^{-25}$ см^2 — томсоновское сечение.

Теперь методом [7] оценим сечение K-ионизации релятивистских ионов при их прохождении через тонкую мишень из атомов с порядковым номером Z_M. В СП на покоящийся ион, следовательно и на его K-электроны, падают потоки электронов и ядер атомов мишени. При значениях прицельного параметра $b \gtrsim R$, где R — сумма радиусов K-оболочек иона и атома мишени, поля электронов и ядер атомов мишени частично или полностью экранируют друг друга, так что вклад области $b \gtrsim R$ в K-ионизацию мал. При $b \lesssim R$ [8] с точностью до членов порядка $I/\gamma m_e$, независимо от массы и спина, сечение K-ионизации частицей с единичным зарядом равно $\sigma \approx 1{,}5\,\sigma_T\, m_e/I$. Предполагая, как во многих моделях, что каждый электрон и ядро атомов мишени вызывают K-ионизацию иона независимо, получим

$$\sigma_K \approx 1{,}5\, Z_M(Z_M+1)\,\sigma_T\, m_e/I. \tag{2}$$

После K-ионизации с сечением (1) или (2) через время $\sim\gamma\tau_0$, где $\tau_0 \sim 10^{-14}$ с — время жизни, другой электрон иона заполнит вакантную K-оболочку, и ион с полным сечением $\sigma^{\text{полн}} = C_K\sigma_K$ (C_K — выход флуоресценции) излучит характеристический квант K_α, $K_\beta, \cdots$-линий. Принимая, что в СП энергии всех линий одинаковы и равны $\omega_2' \approx E_{K_\alpha}$, и используя соотношение

$$\omega_2 = E_{K_\alpha}/[\gamma(1-\beta\cos\theta)];\quad \omega_{2\max} = (1+\beta)\,\gamma E_{K_\alpha}, \tag{3}$$

можно записать следующие угловое и, с учетом (3), спектральное распределения для полученных в ЛС γ-квантов:

$$d\sigma(\theta)=\frac{C_K\sigma_K}{2\gamma^2}\frac{\sin\theta d\theta}{(1-\beta\cos\theta)^2},\quad d\sigma(\omega_2)=\frac{C_K\sigma_K}{2\beta\gamma}\frac{d\omega_2}{E_{K_\alpha}}. \tag{4}$$

При $\theta \ll 1$ ($\gamma \gg 1$) имеем

$$d\sigma(u)=C_K\sigma_K(1+u^2)^{-2}\,du^2,\quad d\sigma(x)=C_K\sigma_K dx, \tag{5}$$

где

$$u=\gamma\theta,\ x=\omega_2/\omega_{2max}=(1+u^2)^{-1}.$$

При одном столкновении двух импульсов, содержащих $\sim 10^{10}$ ионов кислорода с $\gamma \approx 182$ и $\sim 10^{20}$ фотонов от аргонового лазера с $\omega_1 = 2{,}4$ эВ (длительность и сечения обоих импульсов — $\sim 10^{-6}$ с и ~ 1 см^2, а длина объема их взаимодействия — $\sim 10^2$ см), или же при прохождении того же импульса ионов через алюминиевую мишень толщиной $\sim 10^{-4}$ см получается $\sim 10^7$ γ-квантов с $\omega_{2max} \approx 315$ кэВ. Как и в случаях [1, 3—5], коллиматоры с углом раствора $\sim 1/\gamma$ обеспечат необходимую монохроматичность $\Delta\omega_2/\omega_2 \approx (2\div20)\,\%$ пучков таких γ-квантов без больших потерь.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ispirian K. A., Margarian A. T.* Phys. Lett., 44A, 377 (1973).
2. CERN Courier, 25, 427 (1985).
3. *Горячев Б. И.* ЯФ, 34, 1288 (1981).
4. *Басов Н. Г., Ораевский А. Н., Чичков Б. Н.* ЖЭТФ, 89, 66 (1985).
5. *Дарбинян С. М., Испирян К. А., Саакян Д. Б.* Письма в ЖЭТФ, 44, 7 (1986).
6. *Берестецкий В. Б., Лифшиц Е. М., Питаевский Л. М.* Квантовая электродинамика, Изд. Наука, М., 1980.
7. *Kolbenstvedt H.* J. Appl. Phys., 38, 4785 (1967).
8. *Дарбинян С. М., Испирян К. А.* Препринт ЕрФИ-461 (3)-81, Ереван, 1981; Rad. Effects, 62, 207 (1982).

ԳԱՄՄԱ-ՔՎԱՆՏՆԵՐԻ ՔՎԱԶԻՄՈՆՈՔՐՈՄԱՏԻԿ ՓՆՋԵՐԻ ՍՏԱՑՈՒՄԸ ՌԵԼՅԱՏԻՎԻՍՏԻԿ ԻՈՆՆԵՐԻ *K*-ԻՈՆԱՑՈՒՄՈՎ

Կ. Ա. ԻՍՊԻՐՅԱՆ, Մ. Կ. ԻՍՊԻՐՅԱՆ

Ցույց է տրված, որ ռելյատիվիստիկ իոնների K-իոնացումով, որն առաջանում է կամ նրանց և լազերային ֆոտոնների ճակատային ընդհարման և կամ էլ նրանց բարակ թիրախների միջով անցնելու հետևանքով, կարելի է ստանալ γ-քվանտների քվազիմոնոքրոմատիկ փնջեր։ Հաշվված են այդպիսի γ-փնջերի անկյունային և սպեկտրալ բաշխումները, ինչպես նաև գնահատված է նրանց ինտենսիվությունը։

PRODUCTION OF QUASI-MONOCHROMATIC BEAMS OF γ-QUANTA BY MEANS OF *K*-IONIZATION OF RELATIVISTIC IONS

K. A. ISPIRYAN, M. K. ISPIRYAN

It is shown that quasi-monochromatic beams of γ-quanta could be produced by means of *K*-ionization of relativistic ions at their head-on collisions with laser photons or at their passage through thin targets. Angular and spectral distributions of such γ-beams are calculated and some estimates of their intensity are made.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 5, 287 (1987)

УДК 621.382.3

ВЛИЯНИЕ ЛОКАЛЬНОГО ДАВЛЕНИЯ СФЕРИЧЕСКИМ ИНДЕНТОРОМ НА ЗОННУЮ СТРУКТУРУ ГЕРМАНИЯ

М. Г. АКОПЯН

Ереванский политехнический институт

Известно, что электрофизические свойства полупроводников и неоднородных полупроводниковых структур на основе германия и кремния претерпевают большие смещения при локальном давлении сферическим индентором. При $|\Delta E_g| > 2\kappa T$ (область высоких внешних давлений, где ΔE_g— изменение ширины запрещенной зоны полупроводника) эти смещения главным образом обусловлены изменением энергетического спектра электронов и дырок полупроводника.

В работе обсуждаются результаты численных расчетов, выполненных на ЭВМ на основе полученных ранее выражений для энергетических смещений некоторых экстремальных точек (L_1, Δ_1 $\Gamma_{2'}$, $\Gamma_{25'}$) зонной структуры кубических полупроводников (германия) при локальном давлении сферическим индентором по кристаллографическим плоскостям (001) и (111).

Приводятся зонные диаграммы и вклады гидростатической и сдвиговой компонент тензора деформации в энергетические смещения дна зоны проводимости и потолка валентной зоны германия в зависимости от глубины (направления давления) при локальном давлении сферическим индентором по кристаллографическим плоскостям (001) и (111).

Предложена модель для определения изменения ширины запрещенной зоны локально деформированного германия (кубического полупроводника) в зависимости от координат точки под индентором.

Иллюстраций 2. Библиографий 5. Поступила 30. VII. 1986 г.

Полный текст статьи депонирован в ВИНИТИ.

Регистрационный номер 5467—В87 Деп.

Изв. АН Армянской ССР. Физика, т. 22, вып. 5, 288—292 (1987)

ГАМЛЕТ АРУТЮНОВИЧ ВАРТАПЕТЯН

(К шестидесятилетию со дня рождения)

Исполнилось 60 лет со дня рождения и 35 лет научной деятельности видного физика-экспериментатора, действительного члена Академии наук Армянской ССР, доктора физико-математических наук, профессора Гамлета Арутюновича Вартапетяна.

Гамлет Арутюнович Вартапетян родился в 1927 г. в г. Ереване в семье учителей. В 1930 г. семья Вартапетянов переехала во Францию, где

Г. А. Вартапетян получил начальное образование, а впоследствии, окончив колледж, стал бакалавром математики. Высшее образование получил. закончив в 1952 г. Высшую школу индустриальной физики и химии в Париже по специальности инженер-физик. Параллельно с учебой в Высшей школе он экстерном сдал экзамены по требуемым дисциплинам и получил диплом лицензиата наук Сорбонского университета.

В период немецко-фашистской оккупации Франции Г. А. Вартапетян вместе с родителями принимал участие в Движении Сопротивления в группе М. Манушяна. После освобождения Франции Г. А. Вартапетян стал членом, а впоследствии одним из лидеров Организации армянской молодежи во Франции (ЖАФ). В 1948 г. он вступил в ряды Коммунистической партии Франции.

Научная деятельность Г. А. Вартапетяна началась во всемирно известной лаборатории им. Кюри Радиевого института Национального центра научных исследований в Париже, возглавляемой лауреатами Нобелевской премии профессорами Ирэн и Фредериком Жолио-Кюри. В период работы во Франции, начиная с 1952 г., Г. А. Вартапетяном совместно с коллегами был выполнен ряд важных и актуальных исследований в области ядерной спектроскопии. Им были проведены детальные исследования E_1-переходов средних и тяжелых ядер, измерены времена полураспада «малоинтенсивных» возбужденных состояний для широкого класса ядер. Полученные Г. А. Вартапетяном экспериментальные данные опровергли ряд теоретических моделей (Бор, Моттельсон, Нильсон) и в то же время послужили толчком для дальнейших экспериментов и новых теоретических представлений и подходов, учитывающих парные корреляции, в частности, модели многих тел Мигдала.

В этот период Г. А. Вартапетяном были также выполнены оригинальные работы по методике эксперимента: впервые в мировой практике были использованы сцинтилляционные детекторы на основе кристаллов $NaI(Tl)$ для спектроскопии короткоживущих возбужденных ядерных уровней (10^{-8} — 10^{-10} с), а работа, выполненная Г. А. Вартапетяном совместно с группой физиков Женевского института физики, в которой впервые (независимо от фирмы «Филлипс») была разработана методика ядерного магнитного резонанса (ЯМР) для измерения градиентов магнитных полей, послужила широкому применению методики ЯМР в современной науке и технике.

Работы по ядерной спектроскопии, выполненные Г. А. Вартапетяном, нашли широкое признание научной общественности и принесли их автору известность в научных кругах, они неоднократно цитировались в научных изданиях, в том числе и в фундаментальных монографиях по экспериментальной методике и ядерной физике. Г. А. Вартапетян выступал с докладами на общем заседании Французского общества физиков, на Международной конференции по ядерным реакциям в Амстердаме.

Научный уровень исследований, выполненных Г. А. Вартапетяном, заслужил высокую оценку Ф. Жолио-Кюри, который охарактеризовал автора как ученого «исключительно компетентного в ядерной физике». В 1958 г. профессором Ф. Жолио-Кюри кандидатура Г. А. Вартапетяна была выдвинута для участия в экспериментах на синхроциклотроне ЦЕРНа и одобрена Французским консультативным Комитетом ЦЕРНа.

В 1957 году Г. А. Вартапетян успешно защитил докторскую диссертацию, а в 1958 г. вместе с семьей возвратился в Армению и начал работать в Физическом институте Академии наук АрмССР (с 1962 г.— Ереванский физический институт ГКАЭ СССР). С этого времени вся научная и организационная деятельность Г. А. Вартапетяна связана с ЕрФИ.

В начале 60-х годов в научной жизни Армении произошло исключительно важное событие, связанное с решением построить в Ереване крупнейший в Европе электронный синхротрон на энергию до 6 миллиардов электрон-вольт. Создание такого ускорителя, запуск которого был осуществлен в 1967 г., способствовало проведению в ЕрФИ исследований в области ядерной физики элементарных частиц на уровне ведущих мировых центров.

Начиная с 1965 г., вся дальнейшая научная деятельность физика-экспериментатора Г. А. Вартапетяна связана с постановкой и проведением экспериментов на Ереванском электронном синхротроне. Под руководством

Г. А. Вартапетяна была создана крупная экспериментальная установка, оснащенная современной аппаратурой и вычислительной техникой, на которой в 70-ые годы была осуществлена широкая программа экспериментов по фоторождению мезонов на нуклонах и ядрах. Целью экспериментов было исследование свойств электромагнитного взаимодействия адронов, изучение механизма взаимодействия фотонов высоких энергий с ядрами, структуры ядер, элементарных частиц и резонансов.

В начале 60-х годов Гелл-Манном и Сакураи была предложена модель векторной доминантности (МВД), предсказывающая адронные свойства фотонов. В 1971 г. на Корнельском симпозиуме по взаимодействию электронов и фотонов при высоких энергиях окончательно было подтверждено, что МВД не может полностью объяснить взаимодействие фотонов с адронами. Этот вывод был сделан на основе двух экспериментальных работ по некогерентному рождению π-мезонов на ядрах, выполненных на Корнельском ускорителе и независимо на ускорителе ЕрФИ группой, возглавляемой Г. А. Вартапетяном.

К этому периоду деятельности Г. А. Вартапетяна относятся эксперименты по фоторождению одиночных $\pi^{\pm}$- и η^0-мезонов на ядрах. Применение методики, основанной на развитии теории Глаубера для процессов некогерентного рождения мезонов на ядрах, позволило ему впервые в процессах фоторождения экспериментально определить полное сечение взаимодействия короткоживущей частицы (η^0-мезона) с нуклоном. Полученные экспериментальные данные по $G_{\eta N}$ подтвердили кварковую структуру η^0-мезона. Выполненные с высокой точностью эксперименты по исследованию реакций одиночного фоторождения $\pi^{\pm}$-мезонов дали возможность впервые показать, что распределение нейтронов в ядре свинца отличается от распределения протонов и характеризуется так называемым гало нейтронов.

Достижения физиков-экспериментаторов, возглавляемых Г. А. Вартапетяном, нашли широкое научное признание в СССР и за рубежом. В эти годы Г. А. Вартапетян часто получал приглашения выступить с обзорными докладами на самых представительных международных конференциях и симпозиумах по физике высоких энергий. Признанием научных заслуг Г. А. Вартапетяна явилось его избрание в 1968 г. членом-корреспондентом, а в 1977 г. действительным членом Академии наук Армении. В 1980 г. за цикл работ по фоторождению мезонов на ядрах Г. А. Вартапетян и ряд его коллег были удостоены Государственной премии Армянской ССР по науке и технике.

С 1973 г., благодаря созданному в ЕрФИ квазимонохроматическому пучку фотонов высоких энергий, обладающих рекордной степенью поляризации, под руководством Г. А. Вартапетяна в ЕрФИ была начата широкая программа поляризационных исследований по фоторождению мезонов на нуклонах в области возбуждения барионных резонансов. Эти исследования, специфичные для Ереванского синхротрона, являются уникальными для определения фундаментальных параметров нуклонных резонансов — констант радиационных распадов $N^* \to N\gamma$. За почти 15 лет экспериментальной деятельности Ереванским физическим институтом был внесен существенный вклад в мировой банк данных по поляризационным исследованиям процессов фоторождения π- и η-мезонов на протонах и нейтронах, в том числе проведены уникальные корреляционные эксперименты на поляризованных γ-пучках, поляризованной мишени с измерением поляризации нуклонов в конечном состоянии. Результаты этих исследований были учтены при определении парциальных ширин γ-распадов нуклонных резонансов, вошедших в таблицы элементарных частиц и резонансов Розенфельда.

В конце 70-х — начале 80-х годов во многих мировых центрах были начаты интенсивные исследования по поиску экзотических состояний элементарных частиц, так называемых дибарионных резонансов. Открытие и исследование таких состояний могло бы прояснить многие аспекты в современном представлении о структуре элементарных частиц и резонансов. Важный вклад в исследование этой проблемы внесли работы по фоторождению на дейтроне, начатые в ЕрФИ под руководством Г. А. Вартапетяна. В частности, в поляризационных исследованиях реакции фоторождения на дейтроне впервые было получено экспериментальное указание на возможное проявление изоскалярного дибарионного резонанса.

В 1978 г. в экспериментах, возглавляемых Г. А. Вартапетяном, был обнаружен новый эффект в излучении ультрарелятивистских электронов в монокристаллах, так называемом излучении в режиме каналирования. Эти работы стимулировали многочисленные детальные экспериментальные и теоретические исследования в крупнейших центрах СССР и за рубежом.

В последние годы сотрудники Г. А. Вартапетяна активно участвуют в проведении ряда крупных экспериментов на других ускорителях страны и за рубежом. Особенно плодотворно развивается научное сотрудничество ЕрФИ с Европейским центром ядерных исследований (ЦЕРН, Женева).

В связи с осуществляемой реконструкцией и модернизацией ускорителя и перспективами развития Ереванского физического института под руководством Г. А. Вартапетяна начата разработка «Программы экспериментальных физических исследований на Ереванском электронном синхротроне», рассчитанная на период до 2000 г. Реализация этой программы, охватывающей целый ряд актуальных научных проблем, обеспечит конкурентоспособность исследований, проводимых в ЕрФИ, на уровне современной экспериментальной физики промежуточных энергий.

Научная деятельность Г. А. Вартапетяна имела решающее значение для становления и развития экспериментальной физики элементарных частиц и ядерной физики в Армении. Сегодня можно говорить о созданной академиком Г. А. Вартапетяном научной школе: среди его учеников 2 доктора и более 10 кандидатов наук, большинство из которых сами являются сложившимися учеными, известными в научном сообществе своими работами. В лаборатории ЕрФИ, созданной и руководимой Г. А. Вартапетяном с 1962 года, работает около 60 сотрудников, разрабатывающих различные направления современной физики высоких энергий, методики и автоматизации эксперимента.

Плодотворную работу в науке Г. А. Вартапетян успешно сочетает с преподавательской и научно-организационной деятельностью. Он всегда уделял много внимания подготовке молодых научных кадров: с 1968 г. он читает лекции на физическом факультете Ереванского государственного университета, в 1969—1974 гг. заведовал кафедрой ядерной физики, ныне является профессором этой кафедры, руководит работой аспирантов.

С 1974 г. Г. А. Вартапетян является заместителем директора ЕрФИ по научной работе и возглавляет проводимые в институте экспериментальные физические исследования на ускорителе. Г. А. Вартапетян является членом Научных советов по физике электромагнитных взаимодействий и по координации научной деятельности Академий наук при Отделении ядерной физики АН СССР, членом Специализированного совета по присуждению ученой степени доктора физико-математических наук при ЕрФИ, членом редколлегии журнала «Известия АН АрмССР, Физика». Г. А. Вартапетян является автором более 140 научных трудов.

За свою научную и организационную деятельность академик Г. А. Вартапетян в 1986 г. удостоен Почетной грамоты высшей категории Академии Армении — «Мецарман гир». Его заслуги отмечены также правительственными наградами: орденами Трудового Красного Знамени и Знак Почета.

Бесконечно преданный науке, обладающий исключительной работоспособностью, Гамлет Арутюнович Вартапетян встречает свое шестидесятилетие в полном расцвете творческих сил и присущей ему энергией.

Поздравляя Гамлета Арутюновича Вартапетяна с юбилеем, его друзья, коллеги и ученики желают ему доброго здоровья и новых больших достижений в науке.

А. Ц. АМАТУНИ, Г. М. ГАРИБЯН,
С. Г. МАТИНЯН, Г. С. СААКЯН

ISSN 0002—3035

ՀԱՅԿԱԿԱՆ ՍՍՀ ԳԻՏՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱԿԱԴԵՄԻԱՅԻ

ՏԵՂԵԿԱԳԻՐ ՖԻԶԻԿԱ

ИЗВЕСТИЯ

АКАДЕМИИ НАУК АРМЯНСКОЙ ССР

ФИЗИКА

СОДЕРЖАНИЕ

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

РЕФЕРАТЫ СТАТЕЙ, ДЕПОНИРОВАННЫХ В ВИНИТИ

PERSONALIA

Том 22 Выпуск 5 1987

ԲՈՎԱՆԴԱԿՈՒԹՅՈՒՆ

ՀԱՄԱՌՈՏ ՀԱՂՈՐԴՈՒՄՆԵՐ

ԳԵՏԻՀԻ-ՈՒՄ ԴԵՊՈՆԱՑՎԱԾ ՀՈԴՎԱԾՆԵՐԻ ՌԵՖԵՐԱՏՆԵՐ

PERSONALIA