

2/III, 73

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

*На правах рукописи*

*Костанян Феликс Аргоевич*

**ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ  
ПЕРИОДИЧЕСКОМ ДВИЖЕНИИ ЗАРЯДОВ  
И ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА В НЕОДНОРОДНЫХ  
СРЕДАХ**

(на русском языке)

(01.04.02-Теоретическая и математическая физика)

**АВТОРЕФЕРАТ**

диссертации, представленной на соискание ученой  
степени кандидата физико-математических наук

**ЕРЕВАН— 1973**

ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

На правах рукописи

КОСТЯНИН ФЕЛИКС АРТОВЕВИЧ

ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЕ ИЗЛУЧЕНИЕ ПРИ  
ПЕРИОДИЧЕСКОМ ДВИЖЕНИИ ЗАРЯДОВ  
И ЭФФЕКТ ДОПЛЕРА В НЕОДНОРОД-  
НЫХ СРЕДАХ

( 01.04.02 - Теоретическая и  
математическая физика )

АВТОРЕФЕРАТ

диссертации на соискание  
ученой степени кандидата  
физико-математических  
наук

ЕРЕВАН - 1973

Работа выполнена в Институте Радиофизики и Электроники Академии Наук Армянской ССР.

Научные руководители: академик АН Армянской ССР,  
доктор физико-математических наук Г.М.Гарибян,  
старший научный сотрудник,  
кандидат физико-математических наук О.С.Мергелян.

Официальные оппоненты: старший научный сотрудник,  
доктор физико-математических наук Г.В.Воскресенский,  
доцент, кандидат физико-математических наук Н.А.Корхмазян.

Ведущее предприятие - Физический Институт им. П.Н.Лебедева АН СССР.

Защита диссертации состоится "27" марта 1973 г.  
на заседании Ученого Совета Ереванского Физического Института, в Доме ученых ЕрФИ.

Автореферат разослан "23" февраля 1973 г.

Ваши отзывы просьба направлять по адресу: Ереван-36,  
ул. Маркаряна, 2, Ереванский Физический Институт.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке института.

Ученый секретарь Совета  
ЕрФИ, кандидат физико-  
математических наук

/ В.А.Шахбазян/

За последние годы резко возрос объем теоретических исследований в области электромагнитного излучения движущихся источников и их взаимодействия со средой. При движении источника, обладающего собственной частотой, в однородной диэлектрической диспергирующей среде, имеет место, как известно, расщепление излучаемой частоты на несколько компонент - так называемый сложный эффект Доплера, впервые рассмотренный И.М. Франком<sup>1</sup>. С другой стороны, если рассматривать в качестве источника передающую антенну, находящуюся в вакууме, то ее движение, помимо доплеровского сдвига частоты, приводит к "сносу" диаграммы направленности, который может оказаться весьма существенным при релятивистских скоростях<sup>2</sup>.

Аналогичные явления имеют место также при излучении антенны в движущейся среде. Подобная задача для покоящейся антенны рассматривалась Ли и Папазом<sup>3</sup>.

Интерес к задачам излучения движущихся источников в присутствии диэлектрически неоднородных сред диктуется, однако, прежде всего, необходимостью создания мощных генераторов электромагнитных колебаний и поисками новых методов детектирования частиц высоких энергий. Одним из возможных способов генерации является излучение заряженных частиц в ондуляторах, исследованное впервые В.Л. Гинзбургом<sup>4</sup>.

С другой стороны, недавно Н.А. Корхмазяном<sup>5</sup> было предложено использовать излучение электронов с энергиями в несколько Гэв и выше в ондуляторах, для генерации сильно фокусированного жесткого излучения.

В указанных работах излучение в ондуляторах рассматривалось в вакууме. Ондулятор, заполненный средой, может при определенных условиях дать больший энергетический выход оптических квантов, чем вакуумный ондулятор. Исследованию такого ондулятора посвящена работа В.Л. Гинзбурга<sup>6</sup>.

Движение заряженной частицы в ондуляторах по синусоидальному закону осуществляется, как известно, с помощью статических внешних полей. Если при этом излучение рассматривается не в вакууме, а в какой-либо среде, то необходимо учитывать изменение свойств среды, вызванное внешним полем. Это изменение может сказаться, например, в наличии гиротропии во внешнем постоянном магнитном поле, и т.д.

Настоящая работа посвящена исследованию электромагнитного излучения, генерируемого осцилляторами, при наличии электродинамических неоднородностей. Диссертация состоит из вве-

дения, трех глав, заключения и двух приложений.

В первой главе диссертации методом теории возмущений рассматривается задача о дифракционном эффекте Доплера при пролете источника над периодически неоднородным диэлектриком.

В качестве источника рассматривается заряд, движущийся по закону

$$\vec{r}(t) = \vec{v}t + \vec{l} \cos \Omega t \quad (1)$$

где  $\Omega = \Omega' \sqrt{1 - \beta^2}$ , ( $\beta = \frac{v}{c}$ ) - частота осцилляций в системе наблюдателя ( $\Omega'$  - частота в системе покоя источника); а также диполь, составленный из двух разноименных колеблющихся в противофазе зарядов. Частота волны, испущенной источником под углом  $\vartheta$  к направлению движения, в диэлектрической среде с показателем преломления  $n(\omega)$ , определяется с помощью формулы

$$\omega = \frac{\Omega S}{\beta n(\omega) \cos \vartheta - 1}, \quad (2)$$

где индекс  $S$  принимает все целые значения для заряда, движущегося по закону (1), и нечетные - для осциллирующего диполя.

Применение теории возмущений основано на предположении о том, что диэлектрическую проницаемость неоднородной среды можно представить в виде суммы

$$\varepsilon(x, y, z) = \varepsilon_0 + \varepsilon'(x, y, z), \quad (3)$$

где  $\varepsilon_0$  - некоторое среднее значение диэлектрической проницаемости,  $\varepsilon'(x, y, z)$  - переменная часть, причем выполняется

неравенство

$$\varepsilon' \ll \varepsilon_0 \quad (4)$$

Соответственно, поле излучения в такой среде можно представить в виде

$$\vec{E} = \vec{E}_0 + \vec{E}', \quad \vec{E}' \ll \vec{E}_0, \quad (5)$$

где  $\vec{E}'$  - малая добавка к полю  $\vec{E}_0$  в однородной среде с диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_0$ , вызванная отклонением  $\varepsilon'$  диэлектрической проницаемости  $\varepsilon(x, y, z)$  от среднего значения  $\varepsilon_0$ . Пренебрегая членами второго порядка малости, можно записать

$$\begin{aligned} \vec{D} &= \vec{D}_0 + \vec{D}', \quad \vec{D}_0 = \varepsilon_0 \vec{E}_0, \\ \vec{D}' &= \varepsilon' \vec{E}_0 + \varepsilon_0 \vec{E}'. \end{aligned} \quad (6)$$

Уравнения Максвелла приводят к следующей системе

$$\vec{\nabla}(\vec{\nabla} \vec{E}'_\gamma) - (\nabla^2 + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_0) \vec{E}'_\gamma = \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon' \vec{E}'_{\gamma-1} \quad (7)$$

для нахождения частотной фурье-компоненты поля возмущения  $\vec{E}'_\gamma$ , где  $\gamma$  - порядок приближения.

В качестве нулевого приближения в правую часть уравнения (7) подставляем "невозмущенные" поля источника при наличии среды со средней диэлектрической проницаемостью  $\varepsilon_0$ . При этом переменную часть диэлектрической проницаемости разлагаем в ряд по векторам обратной решетки:

$$\varepsilon'(x, y, z) = \sum_{\vec{r} \neq 0} a_{\vec{r}} e^{i \vec{r} \cdot \vec{r}},$$

$$\vec{r} = 2\pi \left( \hat{e}_x \frac{n}{b_x} + \hat{e}_y \frac{m}{b_y} + \hat{e}_z \frac{p}{b_z} \right), \quad (8)$$

где  $n$ ,  $m$  и  $p$  принимают все целые значения от  $-\infty$  до  $+\infty$  и меняют знак при замене  $\omega \rightarrow -\omega$  (это следует из  $\varepsilon(-\omega) = \varepsilon^*(\omega)$ ).

В первом параграфе рассмотрено излучение движущегося осциллятора в безграничной периодически неоднородной среде. В первой части параграфа находятся поля осциллятора в безграничной однородной диэлектрической среде, которые затем используются в качестве нулевого приближения при нахождении полей в периодически неоднородной среде во второй части параграфа. В первом приближении теории возмущений, в безграничной периодически неоднородной среде генерируется излучение двух типов: рассеянное на неоднородностях среды излучение осциллятора в однородной среде с проницаемостью  $\varepsilon_0$ , и излучение, вызванное неоднородностями среды. Для обоих типов излучения рассмотрено угловое распределение и преобразование частоты. Из последнего, в частности, следует, что для излучения, вызванного неоднородностями среды, показателем преломления является величина  $\sqrt{\varepsilon_0}$ ; в то время как частота рассеянного на неоднородностях среды излучения преобразуется по формуле типа (2) с показателем преломления

$$n_{эф}(\omega) = \sqrt{\varepsilon_0 + \frac{c^2}{\omega^2} \left[ \tau^2 + 2 \left( \frac{\omega}{v} \tau_r + \frac{\omega}{v} \sum_0 \tau_p \right) \right]}, \quad (9)$$

где

$$\omega_s = \omega + \Omega S, \quad \xi_{s_0} = \sqrt{\beta^2 \epsilon_0 - \omega_s^2 / \omega^2}. \quad (I0)$$

В роли частоты источника для обеих видов излучения выступает сумма высших гармоник осцилляций и частоты пролета источником периода неоднородностей среды, то есть в преобразовании частоты не участвуют неоднородности среды в направлениях, перпендикулярных скорости равномерного перемещения источника.

Второй параграф первой главы посвящен собственно дифракционному эффекту Доплера. В первой части этого параграфа подробно рассматривается конкретный случай движения заряда по закону (I), при его пролете параллельно плоской границе раздела двух однородных диэлектрических сред. Найденные в этой части поля используются далее в качестве нулевого приближения при решении методом теории возмущений задачи пролета осциллятора над трехмерным периодически неоднородным диэлектриком, параллельно границе раздела с вакуумом или однородной диэлектрической средой.

Поле излучения в неоднородной среде, как и в случае безграничной периодической структуры, состоит из двух частей - излучения осциллятора в однородной среде, преломленного в неоднородную и рассеянного на неоднородностях, - и излучения, вызванного неоднородностями среды. Это излучение появляется вследствие дифракции поля источника на электродинамических неоднородностях среды и трансформации этого поля в свободное. Преобразование частоты этих двух типов излучения имеет такой

же вид, что и в безграничной периодической среде.

Излученное в однородную среду поле имеет специфический для дифракционного излучения частотный спектр, угловая зависимость которого определяется как

$$\omega = \frac{\Omega S + \frac{2\pi m v}{\epsilon_0}}{\beta \sqrt{\epsilon_1} \cos \vartheta - 1}, \quad \left( \begin{array}{l} S, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \\ \beta = \frac{v}{c} \end{array} \right) \quad (II)$$

где  $\vartheta$  - угол между скоростью  $\vec{v}$  и направлением распространения волны,  $\sqrt{\epsilon_1}$  - показатель преломления однородной среды. Из (II) видно, что в качестве "эффективной" частоты источника в дифракционном эффекте Доплера выступает сумма гармоник осцилляций заряда и частоты пролета источником неоднородностей среды вдоль направления его равномерного перемещения. Этот результат получается также и в точной теории дифракционного излучения, развиваемой, как правило, для идеально проводящих дифракционных решеток (см. обзоры Е.М.Болотовского и Г.В.Воскресенского<sup>7)</sup>).

В преобразовании частоты (II) участвуют лишь неоднородности вдоль скорости источника. Неоднородности среды в поперечных движениях источника направлениях приводят лишь к искажениям амплитуд полей.

Отметим, что когда среднее значение диэлектрической проницаемости неоднородной среды отрицательно, в последней генерируются высшие гармоники поверхностных волн, распространяющиеся под углами  $\vartheta_{sm}$  к скорости осциллятора, равными

$$\vartheta_{S_m} = \arccos \frac{\sqrt{|\epsilon_0| - 1}}{\beta \sqrt{|\epsilon_0|}} \left( \frac{\omega_s}{\omega} - \frac{2\pi m v}{\omega b_v} \right). \quad (12)$$

Для этих волн роль показателя преломления играет величина  $\alpha = \sqrt{|\epsilon_0|} / \sqrt{|\epsilon_0| - 1}$ .

Далее методом теории возмущений рассматривается пролет осциллятора над ограниченной дифракционной решеткой. Выбирается конкретная модель решетки — стопка из  $N$  диэлектрических пластин с проницаемостью  $\epsilon$  толщины  $b$ , разделенных вакуумом и находящихся на одинаковом расстоянии  $l - b$  друг от друга ( $l$  — период структуры). Стопка занимает область пространства  $|x| < L, z > 0$ , а осциллятор пролетает над стопкой на расстоянии  $d$  от нее, двигаясь перпендикулярно плоскостям пластин. Найденный частотный спектр дифракционного излучения совпадает с известным. В зависимости от отношения толщин пластин к расстояниям между ними, интенсивность дифракционного излучения возрастает, когда  $l = nb$ , т.е. когда пластины расположены с периодом, целым кратным их толщине. Первая гармоника максимальна, если пластины отделены промежутком, равным их толщине.

Условие применимости теории возмущений приводит к следующему ограничению на толщину стопки  $2L$ :

$$\frac{L(\epsilon - 1)}{\lambda} \sin\left(\frac{\pi b}{l}\right) \ll 1, \quad (\lambda = \frac{2\pi c}{\omega}) \quad (13)$$

Дифракционное излучение, как известно, является результатом наличия электродинамических неоднородностей вдоль пути

источника. При движении источника около периодических структур поле его испытывает дифракцию на неоднородностях и трансформируется в свободное поле излучения.

Другим, давно известным, примером излучения заряженной частицы при наличии электродинамических неоднородностей является переходное излучение, возникающее при пересечении равномерно движущимся зарядом границы раздела двух диэлектрических сред. Существование этого вида излучения было теоретически предсказано Гинзбургом и Франком<sup>8</sup>.

Третий параграф диссертации посвящен изложению решения задачи о переходном излучении заряда, движущегося по синусоиде. Существенным моментом здесь оказывается тот факт, что в интенсивности переходного излучения на частоте  $\omega$  присутствует член, пропорциональный  $(\beta s/\omega)^4$  ( $s$  — частота колебаний заряда), что может оказаться существенным в радиодиапазоне.

В первой главе и в третьем параграфе (являющемся первым параграфом второй главы) мы не интересовались, каким способом осуществляется заданное движение заряда по синусоидальному закону. В осцилляторах, например, заряд движется в статических внешних полях. Если при этом излучение рассматривается не в вакууме, а в какой-либо среде, то необходимо учитывать изменение свойств среды, вызванное внешним полем. В однородном магнитном поле, например, заряд движется по винтовой линии, а диэлектрическая проницаемость изотропной в отсутствие магнитного поля среды становится тензором

$$\epsilon_{ik} = \begin{pmatrix} \epsilon_{\parallel} & -ig & 0 \\ ig & \epsilon_{\parallel} & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_{\perp} \end{pmatrix}. \quad (14)$$

Четвертый параграф диссертации посвящен излучению заряда в магнитном поле при наличии плоской границы раздела с гиротропным диэлектриком. Магнитное поле предполагается направленным нормально к границе раздела. Рассматриваются отдельно два частных случая: когда начальная скорость заряда параллельна направлению внешнего магнитного поля, — и когда она составляет некоторый острый угол с этим направлением. В первом случае заряд, двигаясь равномерно прямолинейно, пересекает по нормали плоскую границу гиротропного диэлектрика. Во втором случае заряд пересекает границу раздела, двигаясь по винтовой линии. Рассмотрению этих двух случаев предпослано изложение решения задачи о нахождении полей излучения заряда, движущегося по винтовой линии в гиротропной безграничной среде. В случае слабой гиротропии можно положить  $\epsilon_{\parallel} \approx \epsilon_{\perp}$  и ограничиться линейными по  $g$  членами в выражениях для полей. При этом оказывается, что имеющиеся два типа волн поляризованы по эллипсам, а плоскости их поляризации вращаются в противоположных направлениях, будучи сдвинуты по фазе на  $\pi/2$  (см. также <sup>9</sup>).

В случае переходного излучения равномерно движущегося заряда в гиротропной среде излучаются две волны. Одна из них поляризована по кругу и имеет интенсивность, совпадающую с интенсивностью излучения в изотропной среде, а плоскость ее

поляризации вращается в направлении от  $[\vec{R}[\vec{v}\vec{R}]]$  к  $[\vec{v}\vec{R}]$  и делает полный оборот на расстоянии

$$R_0 = \frac{4\pi\epsilon}{gk_0 \cos \theta}. \quad (15)$$

Вторая волна имеет интенсивность порядка  $g^2$  от основной и смещена по фазе к ней на  $\pi/2$ . Вектор поляризации этой волны описывает эллипс в направлении от  $[\vec{v}\vec{R}]$  к  $[\vec{R}[\vec{v}\vec{R}]]$ , противоположном направлению вращения основной волны.

Переходное излучение в вакуум имеет сильно вытянутую эллиптическую поляризацию.

В случае переходного излучения заряда, совершающего винтовое движение в магнитном поле, в гиротропной среде имеются две эллиптически поляризованные волны с противоположным направлением вращения, сдвинутые по фазе на  $\pi/2$ . Один оборот плоскости поляризации происходит на расстоянии (15). При этом, в отличие от случая равномерного движения заряда, интенсивности обеих волн являются величинами одного порядка.

Вторая глава, таким образом, посвящена излучению, возникающему при пересечении осциллятором плоской границы раздела двух однородных диэлектриков или вакуума и гиротропной среды. В первых двух главах мы в качестве источника рассматриваем осциллирующий заряд, движущийся по закону (I). А в первом параграфе показан переход от одного заряда к осциллирующему диполю. Таким образом, результаты первых двух глав могут быть применены также к дипольному осциллятору. Отмеченное обстоятельство создает возможность рассмотре-

ния этих результатов в свете радиосвязи наблюдателя с движущейся антенной в присутствии различных электродинамических неоднородностей. В качестве антенны можно брать элементарный диполь Герца, получающийся, как показано в Приложении I, предельным переходом от осциллирующего диполя с конечным плечом к точечному диполю. При этом, если дипольный момент диполя  $p = 2ql$  ( $q$  - заряд), то устремив  $l \rightarrow 0$ , мы должны увеличивать соответственно заряды ( $q \rightarrow \infty$ ), чтобы оставался постоянным дипольный момент.

Излучению такого точечного осциллятора, или вибратора Герца, движущегося в однородной равномерно перемещающейся среде, посвящена третья глава диссертации, в которой рассматривается влияние обоих факторов - как движения антенны, так и среды, - на преобразование частоты и угловое распределение полей в дальней зоне. Получены и исследованы формулы для эффекта Доплера по лучу и по волновому вектору в движущейся однородной диэлектрической среде. При этом показывается, что для эффекта Доплера по волновому вектору показателем преломления является величина

$$n(\omega, \vartheta') = \frac{\sqrt{1 + \kappa + \kappa \gamma^2 \sin^2 \vartheta' u^2/c^2} - \kappa \gamma^2 \cos^2 \vartheta' u/c}{1 - \kappa \gamma^2 \cos^2 \vartheta' u^2/c^2} \quad (16)$$

а для эффекта Доплера по лучу

$$n_{\text{лп}}(\vartheta) = \frac{\sqrt{1 + \kappa} \sqrt{1 - \kappa \gamma^2 \frac{u^2}{c^2} \sin^2 \vartheta} - \kappa \gamma^2 \frac{u}{c} \cos \vartheta}{1 - \kappa \gamma^2 \frac{u^2}{c^2}}, \quad (17)$$

где  $\kappa = \epsilon\mu - 1$ ,  $u$  - скорость движения среды,  $\gamma^2 = (1 - \frac{u^2}{c^2})^{-1}$ .  $\vartheta'$  - угол между волновым вектором и скоростью источника,  $\vartheta$  - полярный угол в сферической системе координат с осью вдоль скорости источника (т.е. угол между скоростью источника и направлением наблюдения  $\vec{R}$ ).

В пятом параграфе диссертации (первый параграф третьей главы) рассмотрено преобразование частоты дипольного осциллятора в движущейся среде и получена формула для эффекта Доплера по волновому вектору для высших гармоник излучения, нечетных кратных основной частоте осцилляций. Показано, что переход от модели двух разноименных колеблющихся в противофазе равных зарядов к диполю Герца соответствует учету первой гармоники излучения. Высшие гармоники появляются вследствие учета конечных размеров осциллятора. Движение среды сказывается в анизотропии показателя преломления (16).

В шестом параграфе рассмотрено излучение диполя Герца в движущейся среде с конечного участка траектории. Получены формулы для полей излучения в случае различных взаимных ориентаций дипольного момента  $\vec{p}$ , скорости среды  $\vec{u}$  и скорости источника  $\vec{v}$ . При этом оказывается, что движение среды приводит к увлечению полей, описываемому множителем типа  $(1 - \kappa \gamma^2 \sin^2 \vartheta u^2/c^2)^{-3/2}$ . Движение самого осциллятора приводит к доплеровскому сдвигу частоты с эффективным показателем преломления (17), а в угловой зависимости излучения появляется характерный множитель  $|1 - \beta n_{\text{лп}}(\vartheta) \cos \Theta|^{-1}$ ,  $\beta = v/c$ , где  $\Theta$  - угол между скоростью источника и направлением наблюдения.

В седьмом параграфе рассмотрены поля осциллятора Герца в движущейся среде в той области волновой зоны, где  $R \ll L$  ( $L$  - длина трека осциллятора). Эта область соответствует бесконечному движению осциллятора. В этом случае, если ограничиться движением осциллятора параллельно направлению движения среды, оказывается возможным провести интегрирование в выражениях для полей без конкретизации вида дисперсии  $\varepsilon(\omega)$ . Подробно анализируется условие излучения в движущейся среде. Получены и исследованы частотный спектр и угловая зависимость излучения.

В Приложении I получены выражения для плотности тока при периодическом движении зарядов, а в Приложении 2 изложено вычисление методом перевала интегралов для поля осциллятора в движущейся среде.

Основные результаты диссертации докладывались: на IV Республиканской конференции молодых ученых, посвященной 50-летию Ленинского комсомола Армении, на семинарах Института Радиофизики и Электроники АН Арм.ССР и лабораторий "Теория электромагнитных взаимодействий" и "Прохождение быстрых частиц через вещество Ереванского Физического Института и изложены в работах:

1. Г.М.Гарибян, Ф.А.Костанян, Известия высш. учебн. завед. - Радиофизика, 14, № 12, 1857 (1971).
2. Г.М.Гарибян, Ф.А.Костанян, Материалы IV Республиканской научной конференции молодых научных работников, посвященной 50-летию Ленинского комсомола Армении, стр. 229, Ереван, изд. АН Арм. ССР, 1971.

3. Ф.А.Костанян, О.С.Мергелян, Известия АН Арм.ССР, Физика, 6, № 6, 472 (1971).
4. Ф.А.Костанян, О.С.Мергелян, Известия АН Арм.ССР, Физика, 6, № 6, 481 (1971).
5. Ф.А.Костанян, О.С.Мергелян, Известия АН Арм.ССР, Физика, 7, № 2, 108 (1972).
6. Ф.А.Костанян, Р.М.Рахматулаев, Известия АН Арм.ССР, Физика, 7, № 4, 248 (1972).

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

1. И.М.Франк, Известия АН СССР, серия физическая, 6, 3 (1942).
2. J.F.Holmes, A.Ishimaru, IEEE Trans., AP-17, 484 (1969).  
(перевод см. в сборнике "Зарубежная радиоэлектроника", № 6, за 1970 год, стр.133).
3. K.S.H.Lee, C.H.Papas, Journ. Math. Phys., 5, 1668 (1964);  
IEEE Trans. AP-13, 799 (1965).
4. В.Л.Гинзбург, Известия АН СССР, серия физическая, 11, 165, (1947).
5. Н.А.Корхмазян, Известия АН Арм.ССР, Физика, 5, № 4, 287 (1970).
6. В.Л.Гинзбург, Письма в ЖЭТФ, 16, 501 (1972).
7. Е.М.Волотовский, Г.В.Воскресенский, УФН, 88, 209 (1966);  
там же, 94, 377 (1968).
8. В.Л.Гинзбург, И.М.Франк, ЖЭТФ, 16, 15 (1946).
9. В.Я.Эйдман, ЖЭТФ, 31, 131 (1958).