

Остановимся на случае, когда $\delta\epsilon$ зависит от одной координаты, например, от x . Тогда коэффициент корреляции зависит лишь от ρ_x ; непосредственно формулой (6) мы воспользоваться не можем, так как входящие в нее интегралы в этом случае расходятся. Однако ответ можно получить, если в формуле (5) произвести интегрирование по ρ_y и ρ_z и полученное выражение разложить в ряд по степеням $k\sqrt{\epsilon}$. В результате получаем:

$$\epsilon'_{xx} = \bar{\epsilon} - \frac{\overline{\delta\epsilon^2}}{\epsilon}; \quad \epsilon'_{ik} = \left(\bar{\epsilon} + \frac{ikl\overline{\delta\epsilon^2}}{\sqrt{\epsilon}} \right) \delta_{ik}, \quad (7)$$

где $l = \int_0^\infty W(\rho_x) d\rho_x$; $i \neq x$ или $k \neq x$.

Заметим, что выражение для эффективного тензора диэлектрической проницаемости в случае зависимости флуктуации $\delta\epsilon$ от одной координаты можно получить без предположения о малости $\delta\epsilon$, если ограничиться нулевым приближением по k . Действительно, пренебрегая в уравнениях (2) членами порядка $k^2\epsilon$, мы видим, что в нулевом приближении поле можно рассматривать как потенциальное и ограничиться лишь вторым уравнением системы (2). Далее, во втором из уравнений системы (2) можно пренебречь ξ_y и ξ_z , так как эти величины первого или более высокого порядка по $k\sqrt{\epsilon}$. После указанных упрощений из второго уравнения системы (2) получим:

$$\bar{\epsilon}_x = \frac{\overline{\delta\epsilon\xi_x}}{\epsilon} - \frac{\epsilon - \bar{\epsilon}}{\epsilon} \bar{E}_x. \quad (8)$$

Усредняя выражение (8) и учитывая, что $\bar{\xi}_x = 0$, имеем:

$$\overline{\delta\epsilon\xi_x} = \left[\left(\frac{1}{\epsilon} \right)^{-1} - \bar{\epsilon} \right] \bar{E}_x. \quad (9)$$

Отсюда следует, что тензор ϵ'_{ik} имеет вид:

$$\epsilon'_{xx} = \left(\frac{1}{\epsilon} \right)^{-1}; \quad \epsilon'_{ik} = \bar{\epsilon} \delta_{ik}, \quad (10)$$

где $i \neq x$ или $k \neq x$. Естественно, что при малых $\delta\epsilon$ формула (10) переходит в (7) с точностью до членов порядка $k\sqrt{\epsilon}$.

Заметим, что формула (10) по виду совпадает с формулой, выведенной другим методом Файнбергом и Хижняком [4] для периодически неоднородного диэлектрика. Отметим также, что, как видно из (3) и (7), анизотропия эффективного тензора диэлектрической проницаемости будет особенно сильно сказываться в диспергирующей среде при частотах, близких к корням $\bar{\epsilon}$, например, в плазме при частотах, близких к ленгмювской.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Лифшиц, М. И. Каганов, В. М. Цукерник, Уч. зап. ХТУ, труды физ-мат. ф-та, 2, 41 (1950).
2. Э. А. Канер, Изв. высш. уч. зав.—Радиофизика, 2, 827 (1959).
3. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Электродинамика сплошных сред, Физматгиз, М., 1958.
4. Я. Б. Файнберг и Н. А. Хижняк, ЖТФ, 25, 711 (1955).

Институт радиофизики и электроники АН УССР

Поступила в редакцию
21 сентября 1959 г.

ПРИМЕНЕНИЕ УЛЬТРАЗВУКА ДЛЯ СОЗДАНИЯ ПЕРЕМЕННЫХ ПОЛЕЙ И ПЕРИОДИЧЕСКИХ СТРУКТУР

И. М. Вигдорчик

В поисках новых методов генерации электромагнитных волн следует обратить внимание на те возможности, которые возникают в связи с использованием ультразвуковой техники для целей создания как переменных полей, так и периодических структур. При помощи ультразвука можно значительно уменьшить период замедляющей си-

стемы и сделать более частым чередование переменных полей, а тем самым получить возможность перехода к более коротким длинам радиоволн.

Одним из путей использования ультразвука для создания периодической структуры является модуляция плазмы газового разряда стоячей ультразвуковой волной [1]. В этом случае возникает разность давлений между соседними пучностями стоячей волны и, следовательно, соответствующая разность диэлектрических постоянных $\Delta\epsilon$, равная $(\epsilon-1)\Delta P/P$. В известном приближении такую систему можно рассматривать как совокупность перемежающихся слоев двух диэлектриков.

Пропуская пучок равномерно движущихся электронов через такую среду, при соответствующей плотности и скорости электронов, можно ожидать появления электромагнитного излучения, частота которого будет определяться периодичностью структуры плазмы газового разряда. Иначе говоря, в описанном случае наступает одна из разновидностей параметрического резонанса, названного Файнбергом и Хижняком параметрическим эффектом Черенкова [2]. Ими показано, что в перемежающихся слоях двух диэлектриков происходит перераспределение общих потерь энергии движущихся электронов. Поляризационные потери в этом случае становятся значительно меньше потерь энергии на излучение Черенкова, и, следовательно, такая система будет генерировать электромагнитные волны. Соблюдая известные соотношения между длиной волны ультразвука и плотностью газа в газовом промежутке, можно надеяться получить весьма короткие электромагнитные волны.

Трудности в осуществлении такого способа генерации электромагнитных волн определяются тем, что с увеличением давления газа в разряде увеличивается рассеяние пучка электронов, а уменьшение давления ведет к увеличению поглощения ультразвука в газе. Однако, соответствующий выбор начальной скорости электронов, частоты ультразвука и давления газа даст возможность найти удовлетворительное решение задачи.

Можно указать также на одну из возможностей получения переменного поля при помощи ультразвука путем создания стоячей ультразвуковой волны в пьезодиэлектрике. Если в пьезодиэлектрике толщиной b (рис. 1), расположенном между металлическими пластинками M , создать стоячую ультразвуковую волну, то в зазоре a за счет поперечного пьезоэлектрического эффекта вдоль пластин возникнет переменное по величине и направлению электрическое поле. Величина этого поля в пучности стоячей ультразвуковой волны будет равна [3]

$$E_a = d_{11} \frac{4\pi}{1 + \epsilon a/b} Y_y,$$

где d_{11} — пьезоэлектрический модуль, ϵ — диэлектрическая постоянная, Y_y — составляющая тензора упругой деформации.

Так как при силе звука порядка десятых долей $\text{вт} \cdot \text{см}^{-1}$ можно достигнуть давления порядка $10^6 \text{дин} \cdot \text{см}^{-2}$, то, используя диэлектрик с пьезоэлектрической постоянной, равной 10^{-6} , можно получить напряженность электрического поля порядка $10^3 \text{в} \cdot \text{см}^{-1}$. Электрон, попавший в такое переменное электрическое поле и движущийся с некоторой начальной скоростью, будет совершать гармонические колебания и излучать монохроматическую электромагнитную волну. Частота этого излучения будет зависеть от скорости движения электрона, длины волны ультразвука и диэлектрической постоянной пьезодиэлектрика.

На принципиальную возможность использования для генерации электромагнитных волн осциллятора, движущегося над диэлектриком, указал в 1947 г Гинзбург [4].

Приведенные примеры использования ультразвука для создания периодической структуры и переменных полей не являются единственными. Однако они показывают те возможности, которые в настоящее время не используются и представляются нам весьма перспективными.

ЛИТЕРАТУРА

1. И. М. Вигдорчик, Авт. св № 106142, 2-III-1956.
2. Я. Б. Файнберг, Н. А. Хижняк, ЖЭТФ, 32, (1957).
3. У Кеди, Пьезоэлектричество и его практическое применение, ИЛ, М., 1949.
4. В Л Гинзбург, Изв. АН СССР, сер. физ, 11, 165 (1947).

Харьковский институт инженеров
железнодорожного транспорта

Поступила в редакцию
21 октября 1959 г.

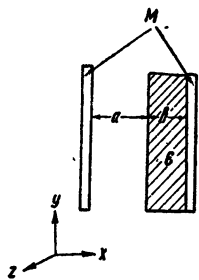


Рис. 1.