

## О создании концентрационных решеток в электронно-дырочной плазме при ее дрейфе в высокочастотном электрическом поле

© В.Л. Борблик

Институт физики полупроводников Национальной академии наук Украины,  
252650 Киев, Украина

(Получена 12 апреля 1996 г. Принята к печати 16 сентября 1996 г.)

Исследована роль частоты переменного тока, используемого для дрейфового получения динамических плазменных решеток из затравочных решеток отношения подвижностей электронов и дырок, созданных интерференционным световым полем. Показано, что возникающее с ростом частоты переменного тока фазовое рассогласование между ним и поддерживаемой им концентрационной решеткой приводит к существенному увеличению доли стационарной и изменяющейся с основной частотой компонент получающихся плазменных решеток по сравнению с рассмотренным ранее случаем низких частот.

1. В динамической голографии [1] существует проблема повышения эффективности записи голограммы в регистрирующей нелинейной среде. В фоторефрактивных кристаллах эта проблема решается, в частности, переходом к нестационарным режимам записи [1,2].

Значительно меньше внимания уделено, в этом смысле, динамическим решеткам на свободных носителях. Записываемые за счет межзонного одно- или двухфотонного поглощения света в максимумах интерференционной картины, эти решетки достаточно быстро разрушаются в результате диффузии и(или) рекомбинации неравновесных носителей, и их исследование было по большей части направлено на определение по скорости этого разрушения кинетических параметров регистрирующих сред и характеристик лазерного излучения, записывающего решетку [3–6].

Проблеме повышения эффективности записи плазменных решеток посвящены работы [7–9], где было предложено использовать дрейф биполярной плазмы в продольном электрическом поле для усиления контраста записываемых в полупроводниках решеток. Эффект обусловлен неоднородностью отношения  $b$  подвижностей электронов и дырок, по-разному разогретых полем интерференционной картины. Он имеет место даже при внутризонном поглощении света и существенно нелокален, что важно для обеспечения энергообмена при использовании таких решеток для двухволнового взаимодействия. С другой стороны, в работах [10–13] при изучении влияния разогрева свободных носителей тока электрическим полем на самодифракцию света было экспериментально обнаружено усиление дифракционной эффективности наведенных светом решеток при воздействии на полупроводник именно продольным электрическим полем, как постоянным, так и переменным<sup>1</sup>. В недавних работах [14–15] теория продольного биполярного дрейфа в условиях слабой неоднородности  $b$  была распространена на случай переменного тока и было показано, что эффект превращения слабой затравочной

$b$ -решетки в более контрастную концентрационную решетку той же пространственной частоты имеет место и в переменном электрическом поле. В этих условиях, хотя дрейф и происходит попеременно в противоположных направлениях, всегда имеются области, где значительная неравновесная концентрация имеется для обоих направлений тока. Именно в этих областях и создается стационарная решетка концентрации в переменном во времени поле. При этом чем больше амплитуда тока, тем значительнее постоянная составляющая неравновесного распределения концентрации. В пределе асимптотически больших амплитуд тока неравновесное распределение становится полностью стационарным.

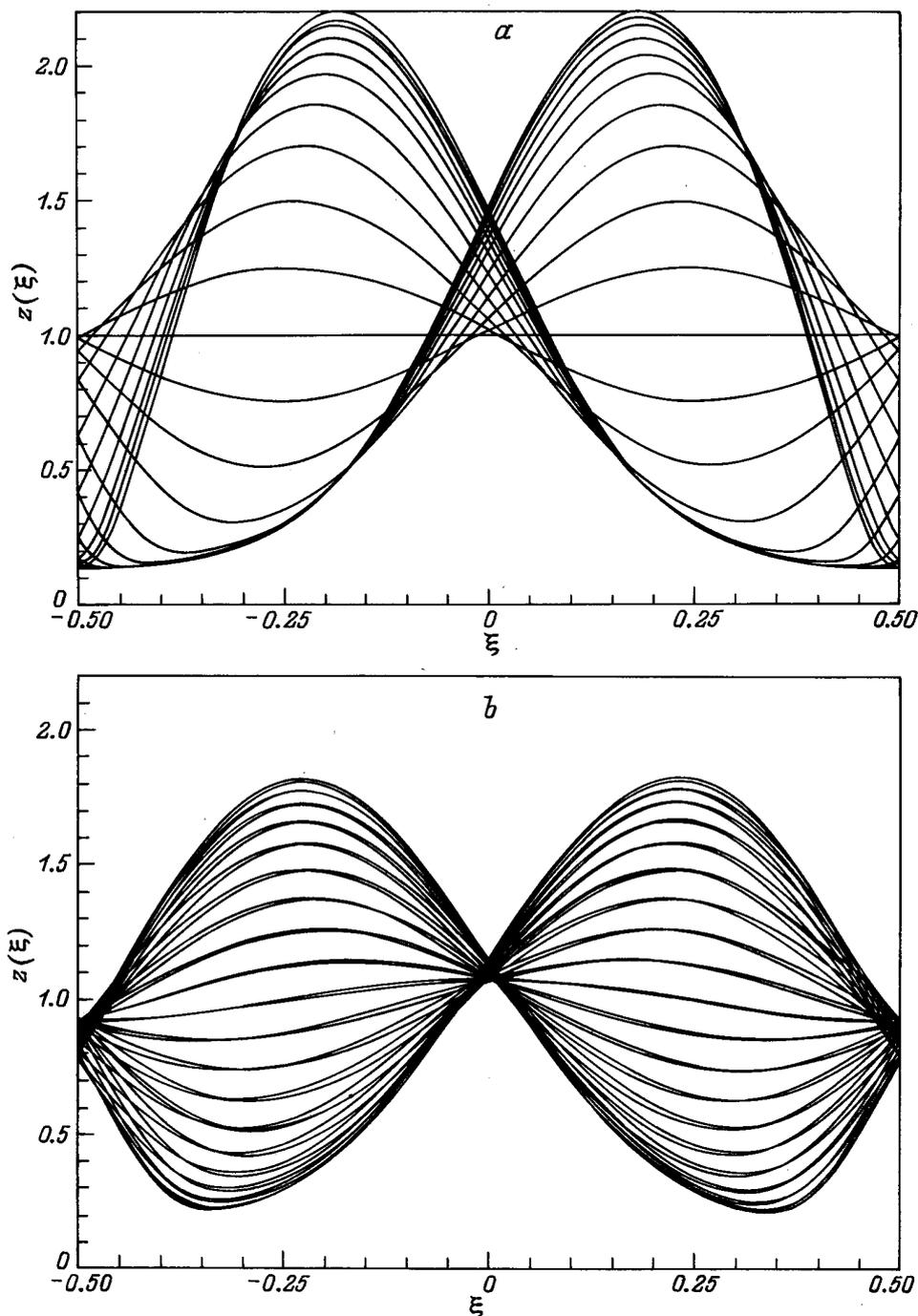
В [14,15] был рассмотрен ряд предельных случаев, в частности, — решетки произвольного контраста при квазистационарных частотах электрического поля и слабоконтрастные решетки при произвольных частотах. В первом случае концентрационное распределение содержало (при конечных значениях амплитуды тока) множество временных гармоник основной частоты. Во втором случае повышение частоты рабочего тока приводило к увеличению фазового сдвига между концентрационной решеткой на основной частоте и током и, как следствие, к частотной дисперсии эффекта; высшие гармоники при этом не учитывались. В настоящей работе случай высоких частот изучен без указанных ограничений и показано, что инерционность в установлении концентрационной решетки приводит к существенному уменьшению относительной доли высших временных гармоник в ней.

2. Уравнение непрерывности, определяющее пространственное распределение концентрации квазинейтральной электронно-дырочной плазмы  $p \simeq n \gg N \equiv n - p$ , имеет вид

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} + \frac{bJ \cos \omega t}{(1+b)^2} \frac{\partial}{\partial x} \left( \gamma(x) + \frac{N}{p} \right) - \frac{p}{\tau_p} + G, \quad (1)$$

где  $G$  — скорость генерации плазмы,  $\tau_p$  — время ее жизни,  $J$  — амплитуда плотности переменного тока (в единицах потока),  $D = 2D_p D_n / (D_p + D_n)$  — коэффициент амбиполярной диффузии, предполагаемых здесь постоянным,  $\gamma(x) = \gamma_m [1 + \cos(2\pi x / \lambda)]$ ,  $\lambda$  — пространственный период интерференционной картины.

<sup>1</sup> В работе [13] авторы интерпретировали обнаруженный ими эффект как обязанный ганновской доменизации образцов InP и GaAs, однако аналогичное усиление эффективности самодифракции света в продольном электрическом поле порядка 1 кВ/см наблюдалось ими и в Si.



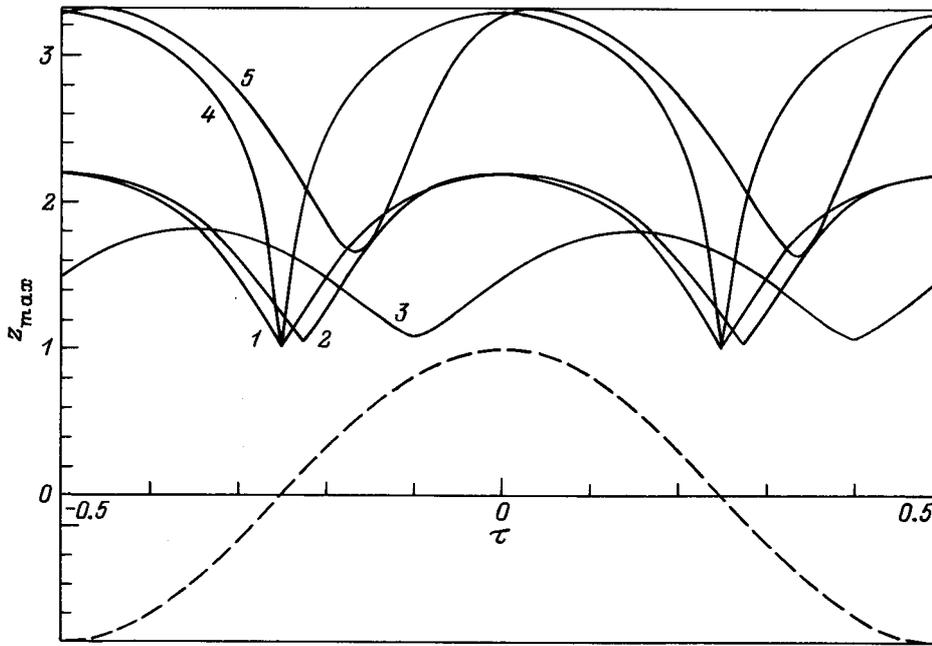
**Рис. 1.** Распределение концентрации электронно-дырочных пар в одной ячейке плазменной решетки через равные интервалы времени в течение одного временного периода изменения тока при  $\Lambda = 20$  для  $\tau_p/T = 1$  (a) и  $10^3$  (b).

Покажем вначале, что вне асимптотического предела уравнение (1) вообще не допускает возможности его корректного решения без учета временных гармоник в распределении  $p(x, t)$ . Действительно, пусть предположительно

$$p(x, t) = p_0(x) + p_{1c}(x) \cos \omega t + p_{1s}(x) \sin \omega t + \alpha(2\omega, 3\omega, \dots), \quad (2)$$

где все более высокие гармоники основной частоты, описываемые величиной  $\alpha(2\omega, 3\omega, \dots)$ , малы. Тогда фигурирующая в (1) функция  $1/p$  может быть представлена в виде

$$\frac{1}{p(x, t)} = \frac{1}{p_0 + p_{1c} \cos \omega t + p_{1s} \sin \omega t + \frac{\alpha(2\omega, 3\omega, \dots)}{(p_0 + p_{1c} \cos \omega t + p_{1s} \sin \omega t)^2}}. \quad (3)$$



**Рис. 2.** Временные зависимости пиковых значений концентрации плазмы в решетке при  $\Lambda = 20$  для  $\tau_p/T = 1$  (1),  $10^3$  (2),  $10^3$  (3) и при  $\Lambda = 100$  для  $\tau_p/T = 1$  (4) и  $10^3$  (5); штриховая кривая — соответствующее изменение тока.

Вычисляя коэффициенты фурье-разложения этой функции, получим

$$\begin{aligned} \left(\frac{1}{p}\right)_0 &= \frac{2}{\sqrt{p_0^2 - p_1^2}}, \\ \left(\frac{1}{p}\right)_{1c} &= \frac{2p_{1c}}{p_1^2} \left(1 - \frac{p_0}{\sqrt{p_0^2 - p_1^2}}\right), \\ \left(\frac{1}{p}\right)_{1s} &= \frac{2p_{1s}}{p_1^2} \left(1 - \frac{p_0}{\sqrt{p_0^2 - p_1^2}}\right), \\ \left(\frac{1}{p}\right)_{2c} &= 2 \frac{p_{1c}^2 - p_{1s}^2}{p_1^2} \frac{1}{\sqrt{p_0^2 - p_1^2}}, \\ \left(\frac{1}{p}\right)_{2s} &= 2 \frac{p_{1c}p_{1s}}{p_1^2} \frac{1}{\sqrt{p_0^2 - p_1^2}} \end{aligned}$$

и т.д., где  $p_1^2 = p_{1c}^2 + p_{1s}^2$ . Из этих выражений видно, что при малости вклада высших гармоник в  $p(x, t)$  (когда  $p_1$  близко к  $p_0$ ) все коэффициенты Фурье функции  $1/p(x, t)$  неограниченно растут, не позволяя ограничиться конечным фурье-представлением. Поэтому для изучения высококонтрастных плазменных решеток на произвольных частотах здесь было предпринято прямое численное интегрирование уравнения (1).

3. В безразмерных переменных

$$\xi = \frac{x}{\lambda}, \quad \tau = \frac{t}{T}, \quad z = \frac{p}{G\tau_p},$$

где  $T$  — период изменения тока, уравнение (1) принимает вид

$$\frac{\lambda^2 \tau_p}{L^2 T} \frac{\partial^2 z}{\partial \xi^2} = \frac{\partial^2 z}{\partial \xi^2} \Lambda \cos(2\pi\tau) \times \left( \pi \sin(2\pi\xi) - \frac{\Gamma}{z^2} \frac{\partial z}{\partial \xi} \right) - \frac{\lambda^2}{L^2} (z - 1), \quad (4)$$

где

$$\Lambda = \frac{J\lambda\gamma_m}{(D_n + D_p)G\tau_p}, \quad \Gamma = \frac{N}{2\gamma_m G\tau_p}, \quad L^2 = D\tau_p.$$

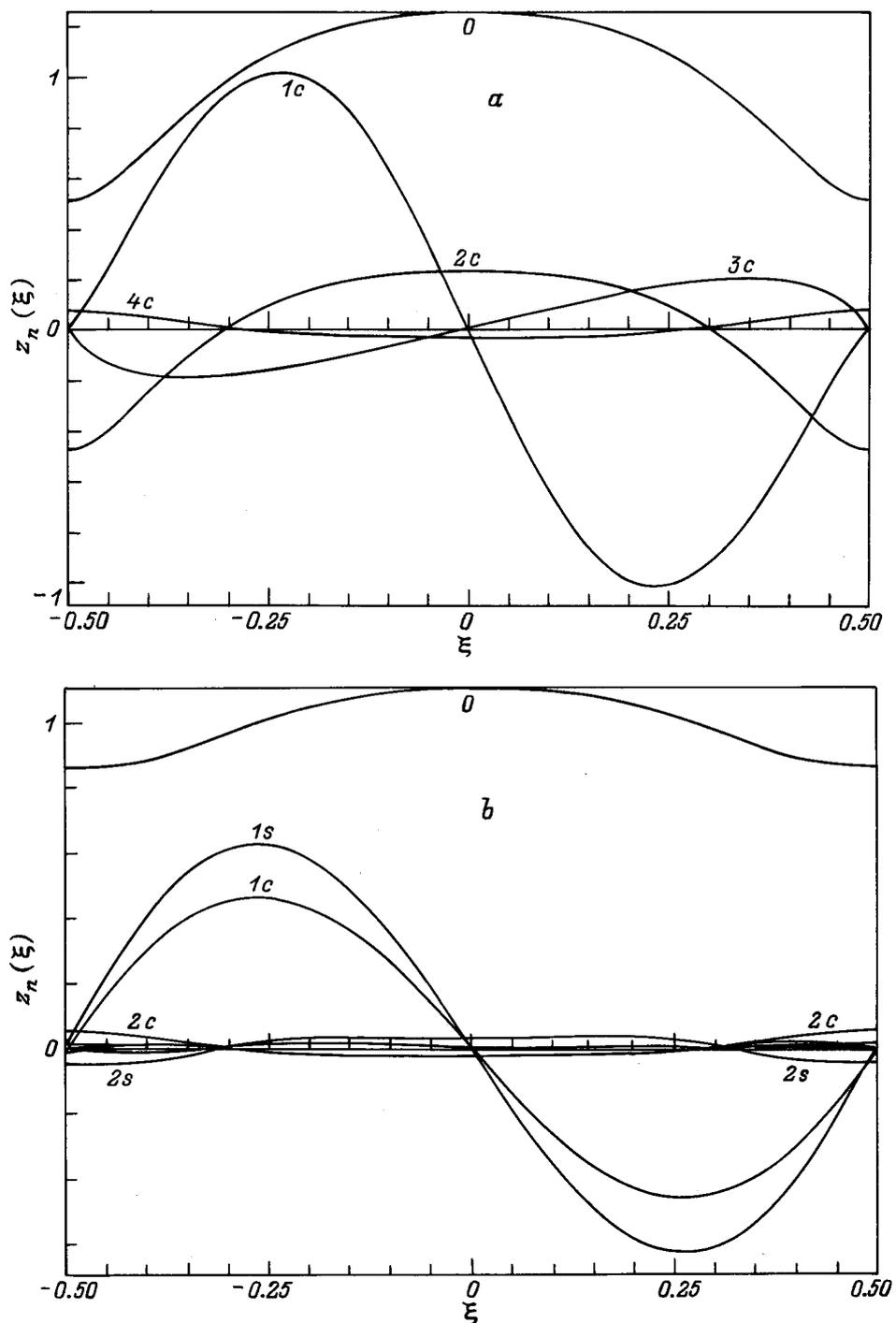
На интервалах по  $\tau$  и по  $\xi$  от  $-1/2$  до  $1/2$  находилось решение уравнения (4), удовлетворяющее условиям периодичности в пространстве и во времени

$$z(-1/2, \tau) = z(1/2, \tau), \quad z(\xi, -1/2) = z(\xi, 1/2) \quad (5)$$

и нормированное на полную концентрацию плазмы

$$\int_{-1/2}^{1/2} z(\xi, \tau) d\xi = 1. \quad (6)$$

Такие временные семейства решений для безразмерной амплитуды тока  $\Lambda = 20$  представлены на рис. 1 для двух значений частоты, измеряемой здесь отношением  $\tau_p/T$ , которое равно 1 на рис. 1, *a* и  $10^3$  на рис. 1, *b*. Расчет выполнен для случая высокого контраста ( $\Gamma = 0.1$ ) и слабого влияния рекомбинации ( $\lambda^2/L^2 = 10^{-2}$ ). При сравнении двух этих семейств обращает на себя внимание факт отсутствия на более высокой частоте решения

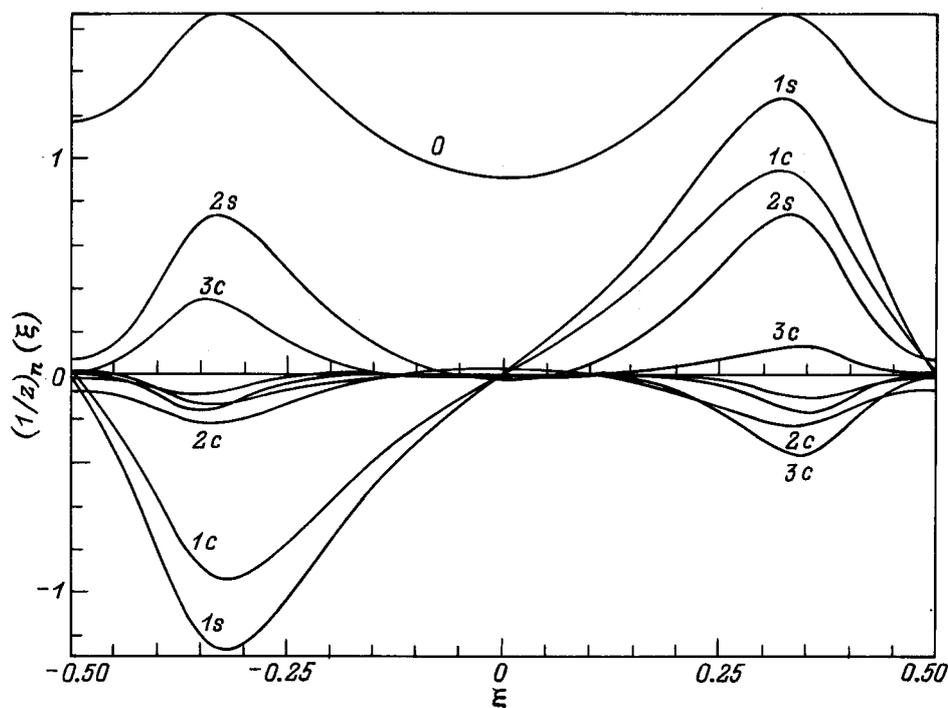


**Рис. 3.** Пространственный профиль первых пяти коэффициентов фурье-разложения функции  $p(x, t)$  при  $\Lambda = 20$  для  $\tau_p/T = 1$  (a) и  $10^3$  (b); символы у кривых — номера гармоник.

в виде невозмущенного распределения концентрации, отвечающего прохождению рабочего тока через нуль, которое имеется на низкой частоте.

Влияние частоты и амплитуды рабочего тока на формирование плазменной решетки удобно проследить, откладывая зависимость пикового значения концентрации плазмы от времени. Такие зависимости представлены на рис. 2 вместе с зависимостью от времени величины пе-

ременного тока (штриховая кривая). Видно, как при фиксированной амплитуде тока с ростом частоты возрастает фазовое рассогласование между пиковым значением концентрации и пиковым значением тока (кривые 1–3 или 4, 5). Падает также контраст решетки, характеризуемый размахом колебаний пикового значения концентрации. Все это — типичное проявление частотной дисперсии эффекта.



**Рис. 4.** Пространственный профиль первых пяти коэффициентов фурье-разложения функции  $1/p(x, t)$  при  $\Delta = 20$  и  $\tau_p/T = 10^3$ ; символы у кривых — номера гармоник.

С ростом амплитуды тока фазовое рассогласование, естественно, уменьшается (кривые 4, 5). Однако даже небольшое запаздывание распределения концентрации по отношению к току приводит к значительной неравновесной концентрации даже в моменты времени, близкие к прохождению рабочего тока через нуль. В результате на высоких частотах возрастает постоянная составляющая плазменной решетки.

Фурье-анализ полученных точных решений полностью подтверждает этот вывод и показывает, что на высоких частотах существенно возрастает также и доля компоненты плазменной решетки, колеблющейся с основной частотой (рис. 3), так как резко падают амплитуды более высоких гармоник (как это и предполагалось в разложении (2)). Именно поэтому амплитуды первых четырех фурье-компонент функции  $1/p(x, t)$ , отвечающей численно найденному решению, оказываются здесь одного порядка, как это демонстрирует рис. 4 (также в соответствии с результатами предварительного анализа). Заметим, что амплитуды гармоник (как  $p(x, t)$ , так и  $1/p(x, t)$ ) имеют существенную пространственную зависимость. В частности, штрихи решетки, колеблющейся с основной частотой, смещены по отношению к штрихам постоянной составляющей, что может представить дополнительный интерес для приложений.

4. Таким образом, повышение частоты переменного тока, используемого для дрейфового получения плазменных решеток, приводит (из-за эффектов запаздывания) к существенному обеднению частотного спектра их нестационарных компонент. Однако это не может

быть использовано для приближенного решения задачи, в основе которого лежит пренебрежение всеми временными гармониками основной частоты.

Автор благодарен З.С. Грибникову за обсуждение работы.

Работа выполнена в рамках проекта 2.3/345, поддержанного Фондом фундаментальных исследований Государственного комитета по науке и технике Украины.

## Список литературы

- [1] В.Л. Винецкий, Н.В. Кухтарев, С.Г. Одулов, М.С. Соскин. УФН, **129**, 113 (1979).
- [2] М.П. Петров, С.И. Степанов, А.В. Хоменко. *Фоторефрактивные кристаллы в когерентной оптике* (СПб., Наука, 1992).
- [3] А.А. Борщ, М.С. Бродин, В.И. Волков, В.В. Овчар, Д.Т. Тарашенко. Квант. электрон., **4**, 646 (1977).
- [4] Ю. Вайткус, К. Ярашнонас. Лит. физ. сб., **19**, 211 (1979).
- [5] A.L. Smirl, S.C. Moss, J.R. Lindle. Phys. Rev. B, **25**, 2645 (1982).
- [6] H.J. Eichler, F. Massmann. J. Appl. Phys., **53**, 3237 (1982).
- [7] Т.З. Грибникова, З.С. Грибников. УФЖ, **27**, 1350 (1982).
- [8] З.С. Грибников. ФТП, **16**, 1843 (1982).
- [9] З.С. Грибников, Р.Н. Литовский, Е.В. Моздор. ФТП, **17**, 1438 (1983).
- [10] Ю.Ю. Вайткус, Л.Е. Субачюс, К.Ю. Ярашнонас. Лит. физ. сб., **25**, 107 (1985).
- [11] J. Vaitkus, K. Jarasiunas, E. Gaubas, L. Jonikas, R. Pranaitis, L. Subachius. IEEE J. Quant. Electron., **22**, 1298 (1986).

- [12] Ю. Вайткус, Е. Стариков, Л. Субачюс, К. Ярашюнас. Лит. физ. сб., **30**, 336 (1990).
- [13] J.K. Jarasiunas, V. Gruzinskis, P. Shiktorov, E. Starikav, L. Subachius, G. Valusis. *Proc. 9th Sympos. on Ultrafast Phenom. in Semicond.* (Vilnius, Lithuania) [*Lith. J. Phys.*, **35**, 426 (1995)].
- [14] В.Л. Борблик, З.С. Грибников. ФТП, **30**, 793 (1996).
- [15] V.L. Borblik, Z.S. Gribnikov. *Proc. 9th Sympos. on Ultrafast Phenom. in Semicond.* (Vilnius, Lithuania) [*Lith. J. Phys.*, **35**, 488 (1995)].

Редактор В.В. Чалдышев

## On creation of concentration gratings in electron–hole plasma under drifting in a high frequency electric field

V.L. Borblik

Institute of Semiconductor Physics,  
Ukrainian Academy of Sciences,  
252650 Kiev, the Ukraine

**Abstract** The work investigates a role of the frequency of alternating current under its using for drift creation of the transient plasma gratings from the initial  $b$ -gratings which were generated by interference light pattern ( $b$  is an electron–to–hole mobilities ratio). It is shown that at high frequencies of the operating current the phase mismatch between current and the concentration grating supported by it causes a substantial increase in the relative portion of stationary and fundamental frequency components of the created dynamical plasma grating.

Fax: (044)265-83-42 (Borblik)

E-mail: zinovi@lab2.kiev.ua(Borblik)