

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУКСОВЕЩАНИЯ И КОНФЕРЕНЦИИ

53(048)

**НАУЧНАЯ СЕССИЯ ОТДЕЛЕНИЯ ОБЩЕЙ ФИЗИКИ И АСТРОНОМИИ
АКАДЕМИИ НАУК СССР**

(31 мая—1 июня 1978 г.)

31 мая и 1 июня 1978 г. в конференц-зале Физического института им. П. Н. Лебедева АН СССР состоялась Научная сессия Отделения общей физики и астрономии АН СССР. На сессии были заслушаны доклады:

1. И. Д. Новиков. Пространство-время внутри черной дыры.
2. П. В. Щеглов, А. А. Токовинин. Перспективы достижения высокого углового разрешения в наземной оптической астрономии.
3. М. А. Либерман. К теории ионизирующих ударных волн в магнитных полях.
4. В. А. Базылев, Н. К. Жеваго. Электромагнитное излучение каналированными в кристалле частицами.
5. М. А. Кумаров. Эффект спонтанного и вынужденного излучения релятивистских частиц в кристалле и возможности его использования в физике.

Ниже приводится краткое изложение четырех докладов.

522.2(048)

П. В. Щеглов, А. А. Токовинин. Перспективы достижения высокого углового разрешения в наземной оптической астрономии*). В настоящее время разрешение крупных высококачественных наземных телескопов в режиме классического фотографирования ограничено атмосферной турбулентностью и редко превосходит $1''$; установка таких телескопов в местах с хорошим астроклиматом резко повышает их эффективность в том смысле, что они больше времени работают с хорошим разрешением. Для изучения астроклимата в настоящее время используют как оптические методы, так и анализ флуктуаций температуры во всей толще атмосферы; ночью в хороших местах приземная (2—30 м) турбулентность не ухудшает изображений. Атмосферный аспект достижения хорошего разрешения в современной наблюдательной астрономии разработан явно недостаточно. Разрешение при визуальных наблюдениях в режиме коротких экспозиций может быть намного лучше, чем при фотографировании, и доходит иногда до $0'',05$. Визуальные наблюдения двойных звезд с разрешением $0'',15$ проводятся систематически. Целесообразно вести и фотографические наблюдения в режиме коротких экспозиций.

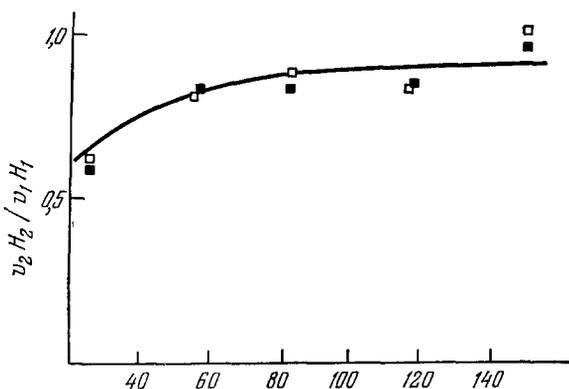
Рассмотрены неклассические методы повышения углового разрешения и их чувствительность. Показано, что чувствительность интерферометра Майкельсона и спеклинтерферометриш, в принципе, ограничена только атмосферой. Их проникающая способность сильно увеличивается с улучшением астроклимата. Эти два метода наблюдений при наличии современной техники регистрации и анализа изображений должны иметь в реальных атмосферных условиях предельную звездную величину 15^m — 20^m и поэтому представляются весьма перспективными. Интерферометр интенсивностей дает пока большее разрешение ($0'',001$), но его чувствительность значительно ниже, так что он подходит только для измерения диаметров сравнительно ярких звезд (сейчас до $2^m,5$, а в ближайшем будущем, возможно, до 6^m). Активная компенсация искажений волнового фронта с помощью гибких зеркал возможна для звезд не слабее 10^m в узком участке поля зрения, так что этот метод, скорее всего, не будет иметь астрономических приложений.

*) Более подробное изложение этого вопроса содержится в статье, представленной авторами в УФН.

Итак, представляется целесообразным развивать спекл-интерферометрию (она даст результаты прежде всего в области изучения двойных звезд) и создавать на современном уровне интерферометры Майкельсона с большой базой, которые позволят достичь рекордного разрешения слабых объектов, в том числе и внегалактических. Основные узлы такого интерферометра (точная оптика и механика, лазерные измерители длины, ЭВМ и многоэлементные приемники света) могут быть уже сейчас осуществлены на основе имеющейся технологии.

533.951(048)

М. А. Либман. К теории ионизирующих ударных волн в магнитных полях. Создание мощных электромагнитных ударных труб, в которых за фронтом сильной ионизирующей ударной волны (УВ) в магнитном поле образуется плотная горячая плазма, стало одним из перспективных направлений в области управляемого термоядерного синтеза¹. В естественных условиях такие волны образуются в ионосфере и космосе. Несмотря на более чем двадцатилетнюю историю исследований ионизирующих УВ в магнитных полях, полной ясности в этом вопросе



пока нет. Более того, вычисления структуры таких волн дают результаты, даже качественно несогласующиеся с наблюдаемыми². В то время как теория^{3,4} предсказывает, что в структуре волны сжатие магнитного поля должно наблюдаться сзади газодинамического разрыва, экспериментально наблюдаемое сжатие магнитного поля⁵ опережает импульс давления⁶.

Специальный теоретический интерес к проблеме связан с постановкой граничных условий. Поскольку для четырех величин — плотности, скорости, температуры и магнитного поля, характеризующих состояние газа, трех уравнений сохранения (потока массы, импульса и энергии) недостаточно для получения такого дополнительного условия в^{7,8} принималось обобщенное условие Чепмена — Жуге для нормальных ионизирующих волн, а в^{3,4,9} дополнительное условие рассматривалось как следствие существования структуры волны.

При решении рассматриваемых задач естественно искать дополнительное соотношение как следствие требования устойчивости, аналогично тому, как это делается в теории детонации. При этом помимо гидродинамической устойчивости течения необходимой является ионизационная устойчивость газа перед фронтом волны^{10,11}. Рассмотрим простейший случай поперечной ударной волны. Если v_1 и H_1 , v_2 и H_2 — значения скорости и магнитного поля перед и за фронтом волны, то величина индукционного электрического поля (пока неопределенная) в неподвижном газе перед фронтом есть $E = (v_1 H_1 - v_2 H_2)/c$. Принцип ионизационной устойчивости означает, что в газе перед фронтом волны ионизации должны быть однородны не только температура, плотность и скорость, но и концентрация электронов. (Проводимость газа σ при данной концентрации электронов можно считать нулевой, если мало магнитное число Рейнольдса: $Rm = 4\pi\sigma v_1 L/c^2 \ll 1$.)

Таким образом, скорость рождения электронов, находящихся в индукционном электрическом поле, перед фронтом волны должна равняться нулю, т. е. индукционное электрическое поле должно быть равно пороговому значению поля пробоя газа $E_{п}$. Отсюда искомое дополнительное соотношение есть

$$v_1 H_1 - v_2 H_2 = c E_{п} \quad (1)$$

Возможные магнитные структуры ионизирующей волны зависят от соотношения между интенсивностью волны и величиной $E_{п}$ для данного газа. Если максимально возможное значение индукционного поля $E_{max} = (v_1 - v_2) H_1/c > E_{п}$, то граничное условие дается формулой (1). При этом структура волны состоит из области сжатия магнитного поля, за которой может быть расположен газодинамический (вязкий) разрыв, если интенсивность ударной волны выше критической. (Необходимость возникновения газодинамического разрыва для волн большой интенсивности связана с тем, что при сжатии магнитного поля не может диссипироваться энергии больше, чем $H^2/8\pi$ ^{8,10}.) На рисунке приведены экспериментальные и вычисленные по формуле (1) значения $v_2 H_2 / v_1 H_1$ для ионизирующей ударной волны в водороде.

При малых магнитных полях и высокой плотности газа, когда $E_{\max} < E_{\text{п}}$, принципу ионизационной устойчивости можно удовлетворить, только если степень ионизации газа перед фронтом равна нулю всюду вплоть до газодинамического разрыва. При этом, если магнитное поле в газодинамическом разрыве не сжимается, вместо (1) имеем в качестве дополнительного граничного условия равенство $H_1 = H_2$. Оценки показывают, что нетривиальная магнитная структура (со сжатием магнитного поля в газодинамическом разрыве) возможна лишь в очень плотном газе при слабых магнитных полях:

$$Na \text{ (см}^{-3}\text{)} > \frac{v_1 H_1}{c I \sigma_{ea}} \sim 10^{30} H_1, \quad H_1 \text{ (э)} < 10^{-1} \frac{I}{\sigma_{aa} \sqrt{T/m}} \sim 10^{-4}.$$

ЛИТЕРАТУРА

1. Gross R. A.— Nucl. Fus., 1975, v. 15, p. 729.
2. Leonard V. P.— J. Plasma Phys., 1977, v. 17, p. 69.
3. Chu C. K.— Phys. Fluids, 1964, v. 7, p. 1349.
4. Куликовский А. Г., Любимов Г. А.— ДАН СССР, 1959, т. 129, с. 52.
5. Stebbins C. E., Vlases G. C.— J. Plasma Phys., 1968, v. 2, p. 633.
6. Великович А. Л., Либерман М. А.— ЖЭТФ 1977, т. 73, с. 891.
7. Kunkel W. B., Gross R. A.— In: Plasma Hydromagnetics Ed. D. Berchader — California: 1962.
8. Taussig R. T.— Phys. Fluids, 1966, v. 9, p. 121.
9. Куликовский А. Г.— ИММ, 1968, № 6, с. 1125.
10. Liberman M. A., Velikovich A. L.— Plasma Phys., 1978, v. 20, p. 439.
11. Великович А. Л., Либерман М. А.— ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 1650.

539.12.175(048)

В. А. Базылев, Н. К. Жеваго. Электромагнитное излучение канализованными в кристалле частицами. Эффект канализования релятивистской частицы в кристалле состоит в том, что частица проходит макроскопические расстояния вдоль плоскостей или цепочек атомов кристалла без рассеяния на относительно большие углы¹. Движение частицы в поперечном направлении ограничено при этом размерами порядка межатомных расстояний и происходит с относительно малыми (нерелятивистскими) скоростями.

В этом случае полная энергия частицы может быть представлена в виде суммы энергии продольного движения E_{\parallel} и энергии поперечного движения $E_{\perp} \ll E_{\parallel}$. Последняя ввиду финитности поперечного движения принимает дискретные значения. Оказывается, что уровни «поперечной» энергии определяются уравнением Шредингера, в котором роль массы частицы выполняет величина продольной энергии. Следовательно, уровни поперечной энергии параметрически зависят от продольной энергии.

Электромагнитное излучение происходит при спонтанном переходе частицы из начального состояния поперечного движения i в конечное f . Энергия излучаемого фотона не совпадает, вообще говоря, с разностью энергий уровней $\mathcal{E}_i - \mathcal{E}_f$. Продольное движение приводит к зависимости энергии фотона от направления наблюдения. По этой причине, как было отмечено Кумаховым², с ростом продольной энергии частицы максимум спектральной плотности энергии излучения сдвигается в область все более жестких частот и растет.

Нам хотелось бы обратить внимание на ряд интересных особенностей излучения канализованными частицами. Результаты, приведенные ниже, явились следствием дальнейшего развития первоначальных классических расчетов Кумахова². Эти результаты частично перекрываются с результатами его последующих работ (см. ^{3, 4}).

С формальной точки зрения канализованная частица может рассматриваться как атом, «одномерный» при плоскостном канализовании и «двумерный» при осевом канализовании. Поперечная энергия играет при этом роль внутренней энергии такого атома. С другой стороны, кристаллическая структура оказывает также воздействие на электромагнитное поле излучения. В кристалле возникает частотная и пространственная дисперсия поля. Влияние дисперсии на спектр излучения релятивистской канализованной частицей оказывается существенным даже в рентгеновской области частот, где диэлектрическая проницаемость кристалла слабо отличается от единицы. Этот результат следует из простых соображений, основанных на законах сохранения энергии и импульса при излучении⁵; которые выражаются равенствами

$$E_i^* - E_f^* + \omega_{if} = \omega, \quad \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_f = \mathbf{k} - \mathbf{K}_h;$$

здесь E_i^* , \mathbf{p}_i ; E_f^* , \mathbf{p}_f — энергия продольного движения и импульс частицы соответственно до и после излучения фотона с энергией ω и импульсом \mathbf{k} , $\omega_{if} = \mathcal{E}_i - \mathcal{E}_f -$

разность энергий уровней поперечного движения. При учете частотной дисперсии $\mathbf{k} = \omega \sqrt{\epsilon'(\omega)}$, где ϵ' — диэлектрическая проницаемость. Пространственная дисперсия проявляется в том, что в процессе излучения кристаллу как целому может передаваться импульс, равный одному из векторов обратной решетки \mathbf{K}_h .

В случае слабой частотной и пространственной дисперсий ($|\epsilon'(\omega) - 1| \ll 1$, $K_h \ll \omega$), ультрарелятивистских энергий ($E'' \gg 1$), малых углов ($\theta \ll 1$) и относительно мягких ($\omega \ll E$) частот излучения получим следующую связь между θ и ω :

$$\theta = \sqrt{\frac{2(K_h^{(z)} + \omega_{if})}{\omega} - \left(E^{-2} + \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)};$$

здесь $K_h^{(z)}$ — проекция \mathbf{K}_h на направление продольной скорости частицы, $\omega_p^2 = 4\pi N e^2$ — плазменная частота. Излучение возможно лишь при условии положительности подкоренного выражения. Без учета пространственной дисперсии ($K_h^{(z)} = 0$) оно возможно в полосе частот

$$E^2(\omega_{if} - \sqrt{\omega_{if}^2 + \omega_p^2} E^{-2}) = \omega_{\min}^{(f)} \leq \omega \leq \omega_{\max}^{(f)} = E^2(\omega_{if} + \sqrt{\omega_{if}^2 + \omega_p^2} E^{-2}).$$

Отсюда, в частности, следует, что существует минимальная энергия частицы (порядка нескольких десятков $M\epsilon\text{в}$ для электронов и позитронов), при которой она еще может излучать рентгеновские фотоны.

При учете пространственной дисперсии ($K_h^{(z)} > 0$) оказывается возможным излучение рентгеновского фотона с переходом частицы на более высокий уровень поперечного движения ($\omega_{if} < 0$). Такой процесс возможен и при $K_h^{(z)} = 0$ при условии положительности восприимчивости ($\epsilon' - 1 > 0$). Детальный расчет спектральных и угловых характеристик излучения в рассмотренных случаях содержится в нашей работе ⁶.

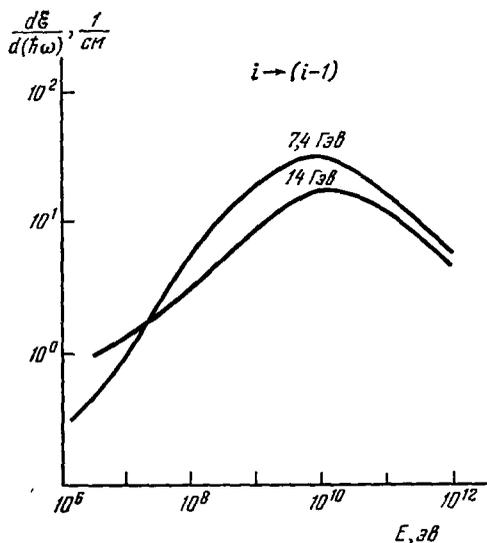


Рис. 1. Максимальное значение спектральной плотности энергии излучения в зависимости от энергии электрона, каналированного плоскостью (100) кремния.

Кривая 1 соответствует аппроксимации потенциала плоскости параболической ямой, кривая 2 — прямоугольной.

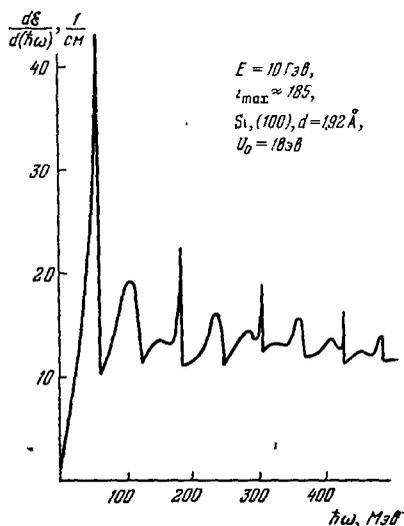


Рис. 2. Спектральная плотность энергии излучения на единице пути электроном с энергией 10 $\Gamma\text{эВ}$, каналированным плоскостью (100) кремния в зависимости от частоты излучения.

При умеренных энергиях частиц ($\leq 1-10 \Gamma\text{эВ}$ для электронов и позитронов) излучение носит дипольный характер. Этот случай детально рассматривался в работах ²⁻⁶.

С ростом энергии частиц картина излучения существенно меняется. Во-первых, мультипольное разложение поля излучения становится, вообще говоря, неприменимым. В этом смысле излучение каналированной частицы отличается от излучения атомов. Во-вторых, расстояние между соседними энергетическими уровнями i и $f = i - 1$ начинает уменьшаться быстрее, чем $E_{||}^{-1/2}$. Наконец, верхняя граница спектра излу-

чения определяется в общем случае равенством $\omega_{\max} = 2E^2\omega_{if}/(1 + 2E\omega_{if})$, которое учитывает отдачу при излучении достаточно жесткого фотона каналированной частицей.

Недипольность излучения приводит, в частности, к тому, что даже в параболической яме радиационные переходы могут идти на многие уровни и в спектре излучения возникает множество полос (частично перекрывающихся), которые с ростом $i - f$ продвигаются в область все более жестких частот вплоть до частот $\omega \sim E_i'$. Максимальное значение спектральной плотности энергии излучения начинает падать с ростом энергии частицы (рис. 1). В отличие от дипольного излучения положения максимумов в спектральной плотности не совпадают, вообще говоря, с граничными частотами $\omega_{\max}^{(f)}$ (рис. 2).

Влияние вида межплоскостного потенциала на спектр излучения исследовано в работе ⁶. Рис. 1 иллюстрирует эти результаты.

ЛИТЕРАТУРА

1. Gemmell D. S.— Rev. Mod. Phys., 1977, v. 46, p. 129.
2. Кумахов М. А.— ДАН СССР, 1976, т. 230, с. 1077; Phys. Lett. Ser. A, 1976, v. 57, p. 17.
3. Кумахов М. А.— ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1489.
4. Белошицкий В. В., Кумахов М. А.— ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 1244.
5. Базылев В. А., Жеваго Н. К.— Препринт ИАЭ 1АЕ-2865.— Москва: 1977.
6. Базылев В. А., Жеваго Н. К.— ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 1697.

539.12.175(048)

М. А. Кумахов. Эффект спонтанного и вынужденного излучения релятивистских частиц в кристалле и возможности его использования в физике. Взаимодействие каналированной частицы с решеткой можно описывать с помощью усредненного потенциала атомной плоскости или цепочки при плоскостном и осевом каналировании соответственно. Стационарное движение частицы в таком поле характеризуется собственными значениями поперечной энергии. Имеется определенная вероятность перехода между этими уровнями, сопровождающаяся электромагнитным излучением ¹⁻².

Принципиальным при этом является то, что хотя расстояние между уровнями составляет обычно несколько электрон-вольт, из-за продольного релятивистского движения происходит сдвиг частот излучения в рентгеновский и γ -диапазон. Вследствие этого интенсивность излучения растет пропорционально квадрату энергии частицы ¹⁻².

При высоких энергиях частиц ($\gamma \gg 1$, γ -лоренц-фактор) можно использовать для расчета излучения классические представления. При движении позитрона в плоскостном канале потенциал можно принять близким к гармоническому, $V = V_0 x^2$ (x — перпендикулярен к плоскости канала); $V_0 = 0,35 (4\pi N z_1 z_2 e^2 l b) e^{-bl}$; l — полуширина канала; $b = 0,3/a$, a — параметр экранирования; N — плотность атомов мишени. При этом траектория частицы представляет собой синусоиду со средним радиусом кривизны R , где $R^2 = 2c^4/\bar{\omega}^4 x_m^2$; $\bar{\omega}^2 = (2V_0/m_0) \sqrt{1 - (v^2/c^2)}$; x_m — амплитуда колебания.

Интенсивность излучения при этом равна ¹⁻²

$$I = \frac{x_m^2 e^2 \bar{\omega}^4 \gamma^4}{3c^3} \sim \gamma^2. \tag{1}$$

Спектральное распределение излучения

$$\frac{dI}{d\omega} = \frac{3I}{\omega_m} \left[1 - 2 \frac{\omega}{\omega_m} + 2 \left(\frac{\omega}{\omega_m} \right)^2 \right] \tag{2}$$

имеет максимум при $\omega = \omega_m$, где $\omega_m = 2\bar{\omega}^2 \sim \gamma^{3/2}$ — максимальная частота излучения.

Частное распределение вероятности излучения W таково:

$$\frac{dW}{d\omega} = \frac{3I}{\hbar\omega_m^2} \left[1 - 2 \frac{\omega}{\omega_m} + 2 \left(\frac{\omega}{\omega_m} \right)^2 \right]. \tag{3}$$

Это распределение имеет вид параболы, симметричной относительно минимума в точке $\omega \approx \omega_m/2$. Количество квантов, излученных на длине Δx , равно

$$N = 2 \cdot \frac{\Delta x}{c} \frac{I}{\hbar\omega_m}. \tag{4}$$

При движении электрона с $E \approx 1 \text{ Гэв}$ при $\Delta x \approx 10^{-2} \text{ см}$, $N \gg 10$. Число квантов, излученных в единичный интервал углов в секунду, равно

$$\frac{dN}{d\Omega} = \frac{e^2 x_m^2 \bar{\omega}^3}{8\pi \hbar c^3} \frac{(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)^2 - (1 - \beta_{\parallel}^2) \sin^2 \theta \cos^2}{(1 - \beta_{\parallel} \cos \theta)^4}. \quad (5)$$

Спектральная плотность излучения (например, при $E \sim 1 \text{ Гэв}$) на два-три порядка превосходит плотность тормозного излучения в области $\omega \approx \omega_m^{1-2}$. Излучение поляризовано и в хорошей степени монохроматично.

Осевое каналирование электронов, в первом приближении, можно представить как винтовое движение с некоторым радиусом \bar{r} вокруг атомной цепочки. Интенсивность излучения при этом

$$I = \frac{2}{3} \frac{e^2 C}{R^2} \gamma^4. \quad (6)$$

При использовании потенциала цепочки $V(r) = -(\bar{Z}e^2/Z) + C(\bar{Z})$ и C — параметры; для Si, например, $\bar{Z} \approx 0,95$)

$$R^2 = \frac{m_0 \gamma^2 C^2 \bar{r}^2}{\bar{Z} e^2}, \quad \bar{r} \approx 0,1 - 0,7 \text{ \AA}.$$

Излучение электронов более жесткое и интенсивное, чем у позитронов. Однако спектр излучения электронов шире. Кроме того, вероятность захвата электрона в режим каналирования и длина деканалирования меньше, чем у позитрона. Квантовая теория излучения развита в ²⁻⁴.

При энергиях больше нескольких Гэв условие дипольности излучения не выполняется. Этот вопрос рассматривался Базылевым и Жеваго ⁵, которые показали, что при этом спектр излучения видоизменяется. Этими же авторами было показано, что существует нижняя граница в спектре жесткого излучения из-за поляризации среды. С ростом энергии правая граница спектра быстро растет ¹⁻², левая граница растет несколько медленнее ⁵, так что полоса излучаемых частот расширяется.

Терхьюн и Пантелл ⁶ рассмотрели спонтанное излучение электронов в MgO и подтвердили, что его интенсивность существенно выше интенсивности тормозного излучения.

В работе группы Ахизера ⁷ рассмотрен переход от когерентного излучения к спонтанному при углах порядка критического угла Линдхарда. В условиях каналирования классический расчет ⁷ подтверждает результаты ¹⁻².

Белошицким ⁸ была получена общая формула для интенсивности спонтанного излучения, включая оптическую область.

Подгорецким рассмотрено различие между излучением электронов и позитронов ⁹.

Наряду со спонтанным имеет место и вынужденное излучение. Эффект усиления вынужденного излучения и возможность создания на этой основе непрерывно перестраиваемого лазера рассматривался в ^{2, 4, 10}.

Коэффициент усиления равен

$$C = \frac{3}{\pi} \lambda \lambda_{\min} \frac{\Delta N}{\Delta \omega \cdot \tau}, \quad (7)$$

где λ — длина усиливаемой волны; $\lambda_{\min} = \pi c / \gamma^2 \omega_{ab}$, ω_{ab} — частота перехода, ΔN — инверсия населенности уровней поперечной энергии, τ — время жизни и $\Delta \omega$ — ширина уровня. Ширина уровня обусловлена некогерентностью пучка, многократным рассеянием и зонным уширением из-за периодичности решетки. При $E \sim 1 \text{ Гэв}$ можно достичь значения $\Delta \omega \cdot \tau \sim 1$; при $E \sim$ нескольких Мэв $\Delta \omega \cdot \tau \sim 10^2 - 10^3$. При плотности пучка $\sim 10^3 \text{ а/см}^2$ (что уже имеется в ряде лабораторий) можно получить усиление на длинах волн нескольких тысяч \AA . Для усиления в рентгеновском диапазоне необходима плотность $\sim 10^6 \text{ а/см}^2$. Чтобы кристалл при этом не разрушался, необходимо сканировать пучком по кристаллу ¹⁰. Преимущество рассматриваемого лазера, например, перед лазером на магнитном ондуляторе заключается в том, что соответствующий коэффициент усиления можно получить при энергиях пучка, на два-три порядка меньших, чем в ондуляторе. Кроме того, при разумных энергиях можно попытаться создать рентгеновский лазер.

В настоящее время не существует достаточно мощных источников γ -квантов в жестком диапазоне ($\hbar \omega \approx 0,1 - 100 \text{ Мэв}$). Синхротронное излучение экспоненциально спадает в этом диапазоне, а тормозное излучение обладает двумя недостатками: спектральное распределение этого излучения очень размыто; кроме того, после выхода из толстой мишени из-за многократного рассеяния электронов оно размывается также по углам. В тонкой же мишени невозможно получить большие плотности потоков фотонов. Спонтанное излучение лишено обоих этих недостатков. Кристалл сам направ-

ляет каналированную частицу, т. е. направление излучения фиксируется; кроме того, спектральная плотность излучения может быть намного выше плотности тормозного излучения. Поэтому, используя эффект спонтанного излучения, можно получить мощные потоки γ -квантов в заданном интервале частот и углов.

Так как частотный интервал перекрывает весь ядерный диапазон, можно выборочно и с большой эффективностью осуществлять воздействие на ядерные переходы (ядерная «накачка»).

При энергии электронов $E \gtrsim 1 \text{ Гэв}$ не только дифференциальная (при $\omega \sim \omega_m$), но и интегральная интенсивность излучения уже на порядок превосходит плотность тормозного излучения; соответственно при $E > 10 \text{ Гэв}$ это превосходство выражается двумя порядками. Поэтому при высоких энергиях проследит чрезвычайно быстрая перекачка кинетической энергии электронов в энергии квантов, т. е. имеет место сверхмощное излучение.

Эффект спонтанного излучения вследствие его большой мощности и сильной зависимости от энергии может быть использован для детектирования частиц по энергиям и массам при высоких энергиях, когда использование черенковских счетчиков неэффективно¹¹.

Необходимо также отметить возможность превращения одних элементов в другие с помощью реакций (γ, p), ($\gamma, 2p$) и т. д. и возможность получения нейтронов на реакции (γ, n). Оценки показывают, что на сильноточных ускорителях (ток $\sim 1 \text{ ма}$) при этом можно получить рекордные потоки нейтронов при энергии пучка в несколько сотен $Mэв$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кумахов М. А.— Phys. Lett. Ser. A, 1976, v. 57, p. 17; ДАН СССР, 1976, т. 230, с. 1077.
2. Кумахов М. А.— ЖЭТФ, 1977, т. 72, с. 1489; Phys. Stat. Sol. Ser. b, 1977, v. 84, p. 41.
3. Kumakhov M. A., Wedell R.—Phys. Lett. Ser. A., 1976, v. 59, p. 403; Phys. Stat. Sol. Ser. b, 1977, v. 484, p. 581.
4. Белошицкий В. В., Кумахов М. А.— ЖЭТФ, 1978, т. 74, с. 1244.
5. Базылев В. А., Жеваго Н. К.— Препринт ИАЭ-2865.— Москва; 1977; ЖЭТФ, 1977, т. 73, с. 1697.
6. Terhune R. W., Pantell R. H.— Appl. Phys. Lett., 1977, v. 30, с. 265.
7. Ахмезер А. И., Болдышев В. Ф., Шулъга Н. Ф.— ДАН СССР, 1977, т. 236, с. 830.
8. Beloshitsky V. V.— Phys. Lett. Ser. A, 1977, v. 64, p. 95.
9. Подгорецкий М. И., Препринты ОИЯИ P2-10986, P2-10739.— Москва: 1977.
10. Белошицкий В. В., Кумахов М. А.— ДАН СССР, 1977, т. 237, с. 71.
11. Кумахов М. А.— Письма ЖТФ, 1977, т. 3, с. 1025.