Известия НАН Армении, Физика, т. 28, № 4—6, с. 145—149 (1993)

УДК 537.531

ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МОЩНОСТЬ И ИНТЕНСИВНОСТЬ ПУЧКА, ВЫХОДЯЩЕГО ИЗ РЕНТГЕНОВСКОГО РЕЗОНАТОРА

А. Г. РОСТОМЯН, А. М. РОСТОМЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 5 сентября 1993 г.)

Рассмотрены интегральные мощности и интегральные интенсивности выходящего из рентгеновского резонатора пучка при прямом и обратном циклах, а также связи между ними при разных значениях параметров падающих пучков. Показано, что на исследуемые зависимости сильно влияют значения параметров падающего излучения.

Рентгеновские германиевые резонаторы (XR) подробно описаны в работах [1÷6], а на их отдельные разработки получены авторские свидетельства [7÷9]. В этих работах изложена теория монолитных и полилитных XR вплоть до их практических применений.

Для выбора оптимальных вариантов резонаторов из большого числа теоретически исследованных сравниваются не только параметры выходящих пучков одной циркуляции в разных резонаторах, но и параметры, соответствующие противоположным циркуляциям одного и того же резонатора. Такими параметрами являются также интегральная мощность и интегральная интенсивность проциркулировавших пучков.

Отметим, что для экспериментальных сравнений значений выходных интегральных мощностей (а также интегральных интенсивностей) при прямом и обратном циклах и для сопоставлений с теоретически полученными результатами надо задать те исходные значения параметров падающих пучков, при которых намереваются провести эксперимент. Это обстоятельство вызвано тем, что связи между вышеупомянутыми параметрами прямого и обратного циклов выражаются разными функциональными зависимостями при разных начальных условиях эксперимента. Разъяснению этой задачи и посвящена настоящая работа. Рассмотрение как интегральной мощности, так и интегральной интенсивности обусловлено тем, что в одних случаях удобно регистрировать интегральную мощность (например, при ионизационной регистрации), а в других случаях—интегральную интенсивность (например, при фотографической регистрации).

В вышеупомянутых работах ради удобства теоретических рассмотрений свойств XR обе циркуляции рассматривались вместе путем определения параметров XR таким образом, чтобы они относились к обеим циркуляциям одновременно. В настоящей работе считаем целесообразным раздельное рассмотрение противоположных циркуляций и, следовательно, раздельное определение параметров, характеризующих обе циркуляции.

Ниже приводятся необходимые обозначения, причем принятые в вышеуказанных работах [1÷9] обозначения относятся к прямой циркуляции, а обозначения в скобках—к обратной циркуляции.

$n(k)$—текущий номер грани: $1\leqslant n\leqslant w(1\leqslant k\leqslant w)$.

Причем, для одной и той же грани в w-гранном резонаторе имеем

$$k=w+1-n. \tag{1}$$

$S_n^{(o,h)}(\sigma_k^{(o,h)})$—сечения n-ого (k-ого) падающего (при верхнем индексе (o)) и дифрагированного (при верхнем индексе(h)) пучков.

$\gamma_{n\lambda}(g_{k\lambda})$—параметр асимметричности отражений для n-ой (k-ой) грани. Нижний индекс λ показывает зависимость параметра от длины волны, хотя эта зависимость слабая.

$\Gamma(G)$—обобщенный парметр асимметричности отражений XR, являющийся также параметром фокусировки:

$$\Gamma=G^{-1}=(-1)^w\prod_{n=1}^{w}\gamma_n^{-1}. \tag{2}$$

Если $|\Gamma|<1$, то XR работает в режиме пространственной фокусировки и угловой дефокусировки. Если $|\Gamma|>1$, то, наоборот, XR работает в режиме пространственной дефокусировки и угловой фокусировки. Если $|\Gamma|=1$, то в XR фокусировка отсутствует.

$\theta_{n\lambda}^{(o,h)}(\vartheta_{k\lambda}^{(o,h)})$, $Y_{n\lambda}(Z_{k\lambda})$—угловые переменные скольжения (o) и отражения (h), а также нормированная угловая переменная пучка от n-ой (k-ой) грани [5, 10, 11]:

$$\theta_{n\lambda}^{(o)}=\theta_{n\lambda}^{(mo)}+\frac{W_{n\lambda}}{\sqrt{\gamma_{n\lambda}}}Y_{n\lambda},\quad \vartheta_{k\lambda}^{(o)}=\vartheta_{k\lambda}^{(mo)}+\frac{V_{k\lambda}}{\sqrt{g_{k\lambda}}}Z_{k\lambda}, \tag{3.1}$$

$$\theta_{n\lambda}^{(h)}=\theta_{n\lambda}^{(mh)}+\sqrt{\gamma_{n\lambda}}\,W_{n\lambda}Y_{n\lambda},\quad \vartheta_{k\lambda}^{(h)}=\vartheta_{k\lambda}^{(mh)}+\sqrt{g_{k\lambda}}V_{k\lambda}Z_{k\lambda}, \tag{3.2}$$

где

$$W_{n\lambda}=|\chi_{h_nr}|/\sin 2\theta_{Bn\lambda},\qquad V_{k\lambda}=|\chi_{h_kr}|/\sin 2\vartheta_{Bk\lambda}, \tag{4}$$

χ_{hr}—действительная часть h-ой серии Фурье-разложения поляризуемости, $\theta_{Bn\lambda}(\vartheta_{Bk\lambda})$—угол Брэгга, $\theta_{n\lambda}^{(mo,mh)}(\vartheta_{k\lambda}^{(mo,mh)})$—исправленные углы падения (mo) и отражения (mh), соответствующие максимальному значению коэффициента отражения от n-ой (k-ой) грани.

$R_n(Y_{n\lambda};\lambda)(T_k(Z_{k\lambda};\lambda))$—коэффициент отражения пучка от n-ой (k-ой) грани, определяемый из [10].

$P_n^{(o,h)}(Y_{n\lambda};\lambda)(B_k^{(o,h)}(Z_{k\lambda};\lambda))$, $P_n^{(o,h)}(\lambda)(B_k^{(o,h)}(\lambda))$, $P_n^{(o,h)}(B_k^{(o,h)})$—мощность, спектральное распределение мощности и интегральная мощность соответственно для падающего (o) и отраженного (h) пучков для n-ой (k-ой) грани.

$J_n^{(o,h)}(Y_{n\lambda};\lambda)(I_k^{(o,h)}(Z_{k\lambda};\lambda))$, $J_n^{(o,h)}(\lambda)(I_k^{(o,h)}(\lambda))$, $J_n^{(o,h)}(I_k^{(o,h)})$—интенсивность, спектральное распределение интенсивности и интегральная интенсивность соответственно для падающего (o) и отраженного (h) пучков для n-ой (k-ой) грани.

Заметим, что для одной и той же грани (см. (1)):

$$\gamma_{n\lambda}=1/g_{k\lambda}, \qquad \vartheta_{Bn\lambda}=\vartheta_{Bk\lambda},$$
$$W_{n\lambda}=V_{k\lambda}, \qquad \theta_{n\lambda}^{(mo,mh)}=\vartheta_{k\lambda}^{(mh,mo)}. \tag{5}$$

Если в одном цикле XR имеем w число отражений, то для прямого и обратного циклов получим:

$$s_1^{(0)}=\gamma_1 s_1^{(h)}=\gamma_1 s_2^{(0)}=\gamma_1\gamma_2 s_2^{(h)}=\ldots=\gamma_1\gamma_2\ldots\gamma_w s_w^{(h)}=\frac{s_w^{(h)}}{|\Gamma|}, \tag{6.1}$$

$$\sigma_1^{(0)}=g_1\sigma_1^{(h)}=g_1\sigma_2^{(0)}=g_1g_2\sigma_2^{(h)}=\ldots.=g_1g_2\ldots g_w\sigma_w^{(h)}=\frac{\sigma_w^{(h)}}{|G|}, \tag{6.2}$$

где было учтено, что $s_n^{(0)}=s_{n-1}^{(h)}$ и $\sigma_k^{(0)}=\sigma_{k-1}^{(k)}$.

Из (6) видно, что

$$\frac{s_w^{(h)}}{s_1^{(0)}}=\frac{\sigma_1^{(0)}}{\sigma_w^{(h)}}=|\Gamma|. \tag{7}$$

С другой стороны, коэффициент отражения пучка от какой-либо грани определяется как отношение отраженной мощности к падающей [10]:

$$R_n(Y_{n\lambda};\lambda)=\frac{P_n^{(h)}(Y_{n\lambda};\lambda)}{P_n^{(0)}(Y_{n\lambda};\lambda)}, \tag{8.1}$$

$$T_k(Z_{k\lambda};\lambda)=\frac{B_k^{(h)}(Z_{k\lambda};\lambda)}{B_k^{(0)}(Z_{k\lambda};\lambda)}, \tag{8.2}$$

где $Y_{n\lambda}$ и $Z_{k\lambda}$ определяются из (3).

Для общего коэффициента отражения $R_{w,1}(\theta_w^{(h)};\lambda)(T_{w,1}(\vartheta_w^{(h)};\lambda))$ всего резонатора за один цикл получим:

$$R_{w,1}(\theta_w^{(h)};\lambda)=\prod_{n=1}^{w} R_n(Y_{n\lambda}(\theta_w^{(h)});\lambda), \tag{9.1}$$

$$T_{w,1}(\vartheta_w^{(h)};\lambda)=\prod_{k=1}^{w} T_k(Z_{k\lambda}(\vartheta_w^{(h)};\lambda). \tag{9.2}$$

В соответствии с (9.1) и (9.2) для спектральных распределений мощностей при прямом и обратном циклах следует:

$$P_{w,1}^{(h)}(\lambda)=P_1^{(0)}(\lambda)\int R_{w,1}(\theta_w^{(h)};\lambda)d\theta_w^{(h)}=\sqrt{\gamma_{w\lambda}}\,W_{w\lambda}P_1^{(0)}(\lambda)\int R_{w,1}(Y_{w\lambda}(\theta_w^{(h)});\lambda)dY_{w\lambda}, \tag{10.1}$$

$$B_{w,1}^{(h)}(\lambda)=B_1^{(0)}(\lambda)\int T_{w,1}(\vartheta_w^{(h)};\lambda)d\vartheta_w^{(h)}=$$
$$=\sqrt{g_{w\lambda}}\,V_{w\lambda}B_1^{(0)}(\lambda)\int T_{w,1}(Z_{w\lambda}(\vartheta_w^{(h)});\lambda)dZ_{w\lambda}=$$
$$=\frac{B_1^{(0)}(\lambda)}{P_1^{(0)}(\lambda)}|\Gamma|P_{w,1}^{(h)}(\lambda), \tag{10.2}$$

где принято, что падающее излучение $P_1^{(0)}(B_1^{(0)})$ имеет равномерное распределение по всем углам $\theta_1^{(0)}(\vartheta_1^{(0)})$.

Таким образом, для спектральных распределений мощностей и интенсивностей прямых и обратных циклов имеем:

$$B_{w,1}^{(h)}(\lambda)=\frac{B_1^{(0)}(\lambda)}{P_1^{(0)}(\lambda)}|\Gamma|P_{w,1}^{(h)}(\lambda), \tag{11.1}$$

$$I_{w,1}^{(h)}(\lambda)=\frac{I_1^{(0)}(\lambda)}{J_1^{(0)}(\lambda)}|\Gamma|^3 J_{w,1}^{(h)}(\lambda). \tag{11.2}$$

Как видно из полученных формул, связи между исследуемыми параметрами зависят от отношений значений падающих пучков: $B_1^{(0)}/P_1^{(0)}$ и $I_1^{(0)}/J_1^{(0)}$.

Теперь рассмотрим три возможных варианта эксперимента.

а) Пусть при обратном и прямом циклах в XR входят равные по сечениям и одинаковые по спектральным распределениям и интенсивности пучки: $\sigma_1^{(0)}=S_1^{(0)}$, $I_1^{(0)}(\lambda)=J_1^{(0)}(\lambda)$ и, следовательно, $B_1^{(0)}(\lambda)=P_1^{(0)}(\lambda)$. В этом случае из (11) получим:

$$B_{w,1}^{(h)}(\lambda)=|\Gamma|P_{w,1}^{(h)}(\lambda),\quad I_{w,1}^{(h)}\lambda=|\Gamma|^3 J_{w,1}^{(h)}(\lambda). \tag{12}$$

б) Пусть при обратном цикле в XR входит пучок такой ширины, какой имеет выходящий пучок при прямом цикле, а спектральные распределения интенсивностей в обоих случаях равны: $\sigma_1^{(0)}=S_w^{(h)}$, $I_1^{(0)}(\lambda)=J_1^{(0)}(\lambda)$ и, следовательно, $B_1^{(0)}(\lambda)=|\Gamma|P_1^{(0)}(\lambda)$. В этом случае из (11) получим:

$$B_{w,1}^{(h)}(\lambda)=\Gamma^2 P_{w,1}^{(h)}(\lambda),\quad I_{w,1}^{(h)}(\lambda)=|\Gamma|^3 J_{w,1}^{(h)}(\lambda). \tag{13}$$

в) Пусть в этом случае $\sigma_1^{(0)}=S_w^{(h)}$, как в случае б), но теперь одинаковые падающие спектральные распределения мощностей $\sigma_1^{(0)}=S_w^{(h)}$, $B_1^{(0)}(\lambda)=P_1^{(0)}(\lambda)$, следовательно, $I_1^{(0)}(\lambda)=J_1^{(0)}(\lambda)/|\Gamma|$. В этом случае имеем:

$$B_{w,1}^{(h)}(\lambda)=|\Gamma|P_{w,1}^{(h)}(\lambda),\quad I_{w,1}^{(h)}(\lambda)=\Gamma^2 J_{w,1}^{(h)}(\lambda). \tag{14}$$

Аналогичные формулы получатся и для интегральных мощностей и интегральных интенсивностей при интегрировании формул (11—14). Для краткости приводим только общие формулы, аналогичные (11):

$$B_{w,1}^{(h)}=\frac{B_1^{(0)}}{P_1^{(0)}}|\Gamma|P_{w,1}^{(h)}, \tag{15.1}$$

$$I_{w,1}^{(h)}=\frac{I_1^{(0)}}{J_1^{(0)}}|\Gamma|^3 J_{w,1}^{(h)}. \tag{15.2}$$

Таким образом, видно, что в зависимости от условий эксперимента (от значений параметров падающих пучков) связи между интегральными мощностями и интегральными интенсивностями при прямом и обратном циклах совершенно разные. Причем, если регистрация выходящего пучка производится ионизационным методом со сравнительно широкой щелью, нужно использовать формулу для мощностей ($B^{(h)}=f_1(P^{(h)})$). В случае фотографической регистрации нужно пользоваться формулами для интенсивностей ($I^{(h)}=f_2(J^{(h)})$).

ЛИТЕРАТУРА

1. *А. Г. Ростомян, П. А. Безирганяч.* ДАН АрмССР, **64**, № 4, 228 (1977).
2. *А. Г. Ростомян, П. А. Безирганян.* ДАН СССР, **238**, № 1, 73 (1978).
3. **A. H. Rostomyan, P. H. Bezirganyan.** Acta Cryst.. **A34**, № S4 240 (1978).
4. *А. М. Ростомян, А. Г. Ростомян.* Изв АН АрмССР, Физика, **20**, 217 (1985).
5. **A. H. Rostomyan, P. H. Bezirganyan, A. M. Rostomyan.** Phys Stat. Sol. (a), **116**, 483 (1989).
6. **A. H. Rostomyan, A. M. Rostomyan, P. H. Bezirganyan.** Phys. Stat. Sol. (a), **116**, 493 (1989).
7. *А. Г. Ростомян, П. А. Безирганян.* А. с. 714506 (СССР), БИ, 1980, № 5.
8. *А. Г. Ростомян, М. А. Месропян.* А. с. 1390550 (СССР), БИ, 1988, № 15.
9. *А. Г. Ростомян, А. М. Ростомян.* А. с. 1539863 (СССР), БИ, 1990, № 4.
10. **A. Fingerland.** Acta Cryst., **A27**, 280 (1971).
11. *А. Г. Ростомян, П. А. Безирганян.* Сборник материалов юбилейных научных сессий к 60-летию ЕГУ. Ереван, с. 91 (1981).

ՌԵՆՏԳԵՆՅԱՆ ՌԵԶՈՆԱՏՈՐՆԵՐԻՑ ԴՈՒՐՍ ԵԿՈՂ ՓՆՋԵՐԻ ԻՆՏԵԳՐԱԼ ՀԶՈՐՈՒԹՅՈՒՆԸ ԵՎ ԻՆՏԵՆՍԻՎՈՒԹՅՈՒՆԸ

Ա. Հ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ, Ա. Մ. ՌՈՍՏՈՄՅԱՆ

Դիտարկված են ռենտգենյան ռեզոնատորներից դուրս եկող փնջերի ինտեգրալ հզորությունները և ինտեգրալ ինտենսիվությունները ուղիղ և հակադարձ ցիկլերի, ինչպես նաև նրանց միջև կապը ընկնող փնջի պարամետրերի տարբեր արժեքների դեպքում։ Ստացվել է, որ քննարկված առնչությունները խստորեն կախված են ընկնող ճառագայթման պարամետրերի արժեքներից։

INTEGRAL POWER AND INTENSITY OF THE BEAM EXITED FROM THE X-RAY RESONATOR

A. H. ROSTOMYAN, A. M. ROSTOMYAN

The integral powers and integral intensities of the beams exited from the X-ray resonator for direct and opposite circulations and the coupling between them for different values of exited beam parameters are discussed. It is obtained that the discussed correlations is in strong dependence on the exited beam parameters.